



**HAL**  
open science

# Etude de l'influence de l'énergie de correction de couches sur les réactions nucléaires menant à la région des noyaux superlourds

A. Marchix

► **To cite this version:**

A. Marchix. Etude de l'influence de l'énergie de correction de couches sur les réactions nucléaires menant à la région des noyaux superlourds. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2007. Français. NNT: . tel-00197012

**HAL Id: tel-00197012**

**<https://theses.hal.science/tel-00197012>**

Submitted on 14 Dec 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE**  
U.F.R. de SCIENCES  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

**Mr Anthony MARCHIX**

et soutenue

le 23 Novembre 2007

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants Élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**Etude de l'influence  
de l'énergie de correction de couches  
sur les réactions nucléaires menant  
à la région des noyaux superlourds**

MEMBRES du JURY

Mr Guy Royer, Professeur, Université de Nantes (*Rapporteur*)

Mr Francis Hanappe, Professeur, Université Libre de Bruxelles (*Rapporteur*)

Mme Francesca Gulminelli, Professeur, Université Caen/Basse Normandie

Mr Takahiro Wada, Professeur, Université du Kansai

Mr David Boilley, Maître de Conférence, Université Caen/Basse-Normandie

Mr Maurice Morjean, Physicien CEA, GANIL (*Directeur de thèse*)



## Remerciements

Je remercie MM. Guy Royet et Francis Hanappe pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que la présidente du jury, Mme Francesca Gulminelli. Je suis très reconnaissant à M. Takahiro Wada d'avoir accepté de remplacer à la dernière minute M. Yasuhisa Abe. Je n'oublie pas non plus mes directeurs de thèse MM. David Boilley et Maurice Morjean.

Je tiens à remercier tout particulièrement M. Yasuhisa Abe, sans qui ce travail n'aurait pas pu voir le jour. Il s'est beaucoup investi dans mon travail de thèse, au tout début avec des cours sur l'ensemble des problèmes associés au sujet, puis par la suite par de nombreuses discussions très enrichissantes. Je tiens également à le remercier pour son invitation au Japon : ce séjour de trois mois m'a permis de découvrir un fabuleux pays. Je lui serai toujours très reconnaissant pour toutes les attentions dont il a fait preuve envers moi.

Je tiens à remercier également M. Caiwan Shen et Grigory Kosenko pour m'avoir fourni l'ensemble des calculs de fusion que j'ai été amené à utiliser tout au long de cette thèse.

Ce travail de thèse ne serait pas non plus ce qu'il est sans l'aide précieuse des informaticiens du GANIL, que je suis souvent allé embêter (!) tout au long de ces trois ans. Je pense notamment à Daniel Vaillant et à nos nombreuses discussions...

Je pense également à Michel Lion qui a été toujours très disponible et très efficace lorsque je lui demandais un article.

J'en arrive maintenant à l'ensemble des physiciens du GANIL avec qui j'ai pu interagir de près ou de loin. Je pense en particulier à Fanny Rejmund qui dès le début de ma thèse m'a invité à participer à une expérience à Louvain-la-Neuve en Belgique. Ce fut pour moi une très grande opportunité de m'initier au monde de la physique expérimentale. Aucun résultat expérimental n'a hélas été obtenu... Heureusement que nous avons Cassis pour nous remonter le moral le soir ! Je pense également à François de Olivera pour les nombreuses discussions que nous avons eues, notamment à la cantine du GANIL. Je le remercie également pour m'avoir donné des contacts pour un post-doc en Angleterre. Je n'oublie pas non plus l'ensemble des thésards du GANIL avec qui j'ai partagé mes repas. La pause de midi était un vrai moment de détente en leur compagnie.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon collègue de bureau Jean-Christophe. Je garderais un très bon souvenir de l'ensemble de nos fous rires et de nos petits potins... Le temps est passé très vite en ta compagnie et je te dois sûrement beaucoup dans l'accomplissement de mon travail. Je te remercie également pour m'avoir fait un petit peu partager ta passion pour l'astronomie, notamment lors d'une observation de la Lune où nous n'avons rien vu (!).

Je pense également à Mme Noëlle Chevalier qui m'a donné l'opportunité d'effectuer des heures d'enseignements à l'IUT Mesures Physiques de Caen. Je garderais un très bon souvenir de M. Jehan-Pierre Signolle, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions très enrichissantes au sujet des TD et TP.

Je tiens maintenant à remercier Lamri Adoui, pour qui j'ai beaucoup d'admiration et qui a toujours eu à mon égard beaucoup de considération.

Je suis très reconnaissant envers ma famille et mes amis pour être venus si nombreux à ma soutenance de thèse, afin de me donner tout le courage dont j'avais besoin. Je pense en particulier à mes parents, grâce auxquels j'ai pu effectuer l'ensemble de mes études. Je les remercie pour leur soutien tout au long de ces trois ans de thèse, notamment dans les moments difficiles. Je suis particulièrement reconnaissant à Jérôme pour son amitié. Je remercie également Claire pour ses encouragements et son soutien.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 La phase de Fusion</b>	<b>13</b>
1.1 Les systèmes sans entrave à la fusion . . . . .	15
1.2 Les noyaux superlourds . . . . .	16
1.2.1 La probabilité de capture . . . . .	20
1.2.1.1 Approche empirique de Swiatecki (A.E.S.) . . . . .	21
1.2.1.2 Surface Friction Model (S.F.M.) . . . . .	24
1.2.1.3 Comparaison des deux approches . . . . .	26
1.2.2 La probabilité de formation du noyau composé . . . . .	29
1.2.2.1 Approche Langevin analytique (A.L.A.) . . . . .	29
1.2.2.2 Approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.) . . . . .	35
1.2.2.3 Comparaison des deux approches . . . . .	37
1.2.3 Les différents modèles utilisés pour les noyaux superlourds . . . . .	38
1.3 Conclusion . . . . .	39
<b>2 La phase de désexcitation du noyau composé : Kewpie2</b>	<b>41</b>
2.1 Les formalismes statistiques . . . . .	43
2.1.1 La largeur d'évaporation de particules légères . . . . .	44
2.1.1.1 Weisskopf . . . . .	45
2.1.1.2 Hauser-Feshbach . . . . .	48
2.1.1.3 Comparaison entre le formalisme Weisskopf et de Hauser-Feshbach . . . . .	52
2.1.2 La largeur de fission . . . . .	56
2.1.2.1 La barrière de fission . . . . .	59
2.1.2.2 Les facteurs de Kramers et de Strutinsky . . . . .	66
2.1.2.3 Le régime transitoire . . . . .	68

2.1.3	Largeur d'émission gamma . . . . .	71
2.2	Description des paramètres physiques communs à l'ensemble des formalismes	72
2.2.1	La densité de niveaux . . . . .	72
2.2.2	Le paramètre de densité de niveaux . . . . .	81
2.2.2.1	La dépendance énergétique des énergies de correction de couches . . . . .	83
2.2.2.2	La déformation de l'état fondamental . . . . .	86
2.2.3	L'énergie d'appariement . . . . .	88
2.3	L'algorithme . . . . .	90
2.4	Conclusion . . . . .	92
<b>3</b>	<b>Etude de la production de résidus d'évaporation</b>	<b>95</b>
3.1	Applications sur des systèmes de référence . . . . .	95
3.1.1	Etude de la réaction : $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . . . . .	96
3.1.1.1	Les sections efficaces de fusion . . . . .	96
3.1.1.2	Les sections efficaces de résidus . . . . .	96
3.1.2	Etude de la réaction : $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ . . . . .	99
3.1.2.1	Les sections efficaces de fusion . . . . .	99
3.1.2.2	Les sections efficaces de résidus . . . . .	100
3.1.3	Etude de la réaction : $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ . . . . .	103
3.1.3.1	Les sections efficaces de fusion . . . . .	103
3.1.3.2	Les sections efficaces de résidus . . . . .	105
3.1.4	Discussion . . . . .	108
3.1.5	Conclusion . . . . .	109
3.2	Les noyaux superlourds . . . . .	110
3.2.1	Noyaux produits par fusion chaude... . . . .	110
3.2.1.1	Les sections efficaces de fusion . . . . .	111
3.2.1.2	Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . . . . .	114
3.2.1.3	Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . . . . .	117
3.2.1.4	Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . . . . .	119
3.2.1.5	Discussion . . . . .	121
3.2.2	... et par fusion froide. . . . .	122
3.2.2.1	Comparaison des modèles de fusion . . . . .	123
3.2.2.2	Prise en compte des effets liés à l'épaisseur de cibles . . . . .	124
3.2.2.3	Etude des résidus de la réaction $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . . . . .	126

3.2.2.4	Etude des résidus d'autres réactions . . . . .	130
3.3	Conclusion . . . . .	131
<b>4</b>	<b>Evolution temporelle de la cascade : application aux temps de fission</b>	<b>133</b>
4.1	Mesures de temps de fission de l'uranium et d'éléments superlourds . . . . .	134
4.2	Outils théoriques . . . . .	138
4.2.1	Principe . . . . .	138
4.2.2	Comportement du temps de fission moyen en fonction de la hauteur de la barrière de fission . . . . .	141
4.2.3	Temps du point-selle au point de scission . . . . .	144
4.2.4	Modèle simplifié à deux barrières de fission (isomère) . . . . .	151
4.3	Applications de Kewpie2... . . . .	154
4.3.1	... à l'Uranium 238... . . . .	154
4.3.2	... et aux noyaux superlourds . . . . .	156
4.4	Conclusion . . . . .	161
	<b>Conclusion</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>167</b>





# Introduction

Mendeleïev [1] fut le premier à classer les éléments suivant leurs masses atomiques ( $A$ ) et leurs propriétés chimiques. En 1913, la classification périodique évolua, et on s'aperçut qu'il est nécessaire pour prédire les propriétés chimiques des éléments, de classer ces derniers suivant leur nombre de charge ( $Z$ ). Les nombreux espaces vides des premières classifications furent comblés par la découverte des éléments correspondants dans la nature. Il fallu cependant attendre la première moitié du 20<sup>e</sup> siècle avec la découverte des réactions nucléaires, pour ouvrir de nouvelles perspectives en créant de nouveaux éléments artificiels à partir de ceux qui existent sur Terre. Le vieux rêve des alchimistes fut ainsi réalisé. Grâce en partie aux travaux de G.T. Seaborg, à partir des années 1940, la production d'actinides se fit grâce à la capture successive de neutrons suivie d'une décroissance  $\beta^-$ . Cette technique expérimentale ne permet pas d'obtenir d'éléments plus lourds que  $Z = 100$ . Pour découvrir et synthétiser des éléments plus lourds, une autre méthode basée sur les collisions d'ions lourds fut utilisée et est toujours d'actualité aujourd'hui. La course à la découverte des éléments superlourds était lancée (cf. références [2, 3] pour un historique complet sur la découverte des actinides et des noyaux superlourds). La perspective de nouvelles propriétés chimiques ou physiques, et des applications qui peuvent en résulter, est à l'origine d'un intérêt particulièrement important pour la synthèse de ces éléments. De plus, l'étude des noyaux superlourds permet d'explorer les limites de la charte des noyaux et de confronter les modèles nucléaires dans des cas extrêmes.

En 1935, Weizsäcker proposa de considérer le noyau comme une goutte liquide [4] incompressible uniformément chargée. Quand on augmente la taille des noyaux, le terme de Coulomb croît plus rapidement que le terme de surface, limitant ainsi la charge des éléments. Il est possible à partir de ce modèle d'étudier l'effet de la déformation sur la stabilité du noyau, en accord avec les travaux de Bohr et Wheeler [5] pour le processus de fission. La poche de potentiel, caractérisant la stabilité du noyau vis-à-vis de la fission, tend à disparaître lorsque la fissilité du noyau augmente. Or, pour les noyaux superlourds, le paramètre de fissilité est proche de l'unité et il en résulte que leur barrière de fission

macroscopique est très faible, voire nulle. Les noyaux superlourds sont donc très instables par rapport à la fission selon le modèle de la goutte liquide. A partir d'observations expérimentales sur les propriétés microscopiques des noyaux, une stabilité accrue et une sphéricité ont été mises en évidence, à partir des années 1940, pour les noyaux présentant des nombres de protons et/ou de neutrons dits "magiques" (2, 8, 20, 28, 50, 82 à la fois pour les protons et les neutrons, et 126 pour les neutrons). Ce travail mena à la fin des années 1940, à l'élaboration du modèle en couches proposé par M. Göppert-Mayer et H. Jensen [6] qui stipule que les noyaux possèdent des couches énergétiques sur lesquelles les nucléons s'organisent. Dans certaines configurations, des gaps en énergie assez importants apparaissent et une stabilité accrue est conférée aux noyaux concernés. En extrapolant ce modèle, on peut prédire des fermetures de couche protons et neutrons dans la région des noyaux superlourds leur conférant ainsi une stabilité supplémentaire. Pour les neutrons, les modèles prédisent une fermeture de couche vers  $N = 184$ . Par contre, un désaccord très important réside sur la localisation exacte de la fermeture de couche proton. Par exemple, suivant les calculs de Møller et Nix [7], celle-ci est située à  $Z = 114$ , alors que pour des calculs de type Hartree-Fock, la fermeture de couche proton est prédite à  $Z = 120$  [8] ou  $Z = 126$  [9]. L'étude des noyaux superlourds permet donc de tester les extrapolations du modèle en couches vers des noyaux très exotiques.

D'un point de vue expérimental, les noyaux superlourds sont synthétisés en fusionnant deux noyaux lourds, plus exactement par formation d'un noyau composé excité qui va se désexciter par évaporation de particules légères. Malheureusement, les sections efficaces de synthèse des noyaux superlourds sont très faibles ; avec la technologie actuelle, il faut une durée d'expérience d'environ un mois pour synthétiser quelques noyaux dont la section efficace de formation est de l'ordre du picobarn. Il n'est pas possible de faire mieux car pour augmenter la probabilité de fusion, il faut augmenter l'énergie de la réaction, alors que pour favoriser la survie de résidus d'évaporation, il faut la diminuer.

Deux méthodes expérimentales sont actuellement utilisées pour synthétiser des noyaux superlourds :

1. Les réactions de fusion froide exploitées principalement à GSI (Allemagne) et à RIKEN (Japon). Les noyaux synthétisés jusqu'à maintenant possèdent un nombre de protons de  $Z = 107-112$  pour les expériences de GSI, et  $Z = 110-113$  pour RIKEN. Le nombre de neutrons de ces éléments est compris entre  $N = 156$  et  $N = 166$ . Pour ces réactions, le noyau composé est formé avec une énergie d'excitation d'une dizaine de MeV, et se refroidit par évaporation d'un seul neutron, voire deux.

2. Les réactions de fusion chaude sont exploitées à DUBNA (Russie), et sont caractérisées par la formation d'un noyau composé à une énergie d'excitation d'une trentaine de MeV, qui se refroidit par évaporation de 3 à 5 neutrons. Les noyaux synthétisés possèdent un nombre de protons compris entre  $Z = 112$  et  $Z = 118$ , et un nombre de neutrons d'environ  $N = 170 - 180$ .

Nous pouvons remarquer, pour les réactions de synthèse par fusion froide et par fusion chaude, que les noyaux d'intérêt ne correspondent pas à la même région de masse. Il convient également de noter qu'expérimentalement les noyaux sont observés par leurs décroissances alpha qui, dans le cas des réactions de fusion chaude, se terminent sur des éléments inconnus. C'est la raison pour laquelle, ces expériences nécessitent actuellement une confirmation par d'autres laboratoires.

Récemment, des mesures de temps de fission de noyaux superlourds ( $Z = 114$ ,  $Z = 120$  et  $Z = 124$ ) formés dans des réactions de fusion très chaudes ont été entreprises au GANIL, apportant sur la désexcitation de ces noyaux des informations nouvelles, dans une région de  $Z$  inaccessible pour l'instant aux expériences de synthèses.

Il est particulièrement important d'élaborer des modèles théoriques permettant de prédire les sections efficaces de synthèse afin d'accompagner les expériences. Il est nécessaire pour cela de développer des codes permettant de calculer efficacement de très faibles probabilités afin de s'affranchir du problème lié à la statistique de ces noyaux. L'ensemble des modèles utilisés actuellement repose sur l'approximation de Bohr [10] qui stipule que le noyau composé une fois formé ne garde aucune mémoire de l'état de la voie d'entrée. La réaction est généralement divisée en deux étapes :

1. La phase de fusion, avec l'approche des deux noyaux incidents et la formation d'un noyau composé dans un état excité.
2. La désexcitation du noyau composé par évaporation de particules légères, par fission ou par émission de gamma.

En ce qui concerne la phase de fusion, deux approches sont essentiellement utilisées : une approche macroscopique associée à une dynamique dissipative et le modèle d'échange de nucléons entre les noyaux (*Dinuclear system* [11]). C'est la première approche que nous avons choisie, avec des modèles de dissipation-fluctuation basés sur des équations de type Langevin.

Le but de cette thèse est de développer un modèle statistique permettant de traiter la

phase de désexcitation d'un noyau composé en utilisant les résultats de différents modèles de fusion. Il sera ensuite confronté aux données afin de le valider et de tenter d'obtenir des informations sur les noyaux étudiés. Nous allons donc dans un premier temps détailler au Chapitre 1 l'ensemble des modèles de fusion que nous utiliserons pour calculer les sections efficaces de fusion. Ce chapitre permettra de comprendre les différentes hypothèses sous-jacentes aux modèles de fusion et comment le phénomène d'entrave à la fusion, communément appelé *fusion hindrance*, qui est particulièrement influent pour les noyaux superlourds étudiés, est pris en compte. Puis, nous aborderons au Chapitre 2 la description de Kewpie2, le code statistique que nous avons développé pour pallier aux problèmes des très faibles probabilités qui règnent dans cette région de masse. L'ensemble des formalismes statistiques et des paramètres physiques intrinsèques seront discutés ainsi que leur effet sur les sections efficaces de résidus. Ensuite, une confrontation de Kewpie2 aux données sur les sections efficaces de résidus sera effectuée au Chapitre 3, tout d'abord sur des systèmes de références qui ne présentent pas d'ambiguïté du point de vue des sections efficaces de fusion et des variables physiques intrinsèques aux noyaux étudiés, telles que les masses et les énergies de corrections de couches. Ceci permettra de valider les choix théoriques effectués au Chapitre 2 et de se restreindre à un nombre limité de paramètres libres pour Kewpie2. Puis, les résultats obtenus lors de la confrontation de Kewpie2 avec les données sur les sections efficaces de résidus des noyaux superlourds produits par fusion chaude et par fusion froide seront discutés. Enfin, nous détaillerons au Chapitre 4 les principes de notre modèle pour prendre en compte l'évolution temporelle de la cascade de désexcitation afin de calculer le temps de fission moyen et les distributions de temps de fission. Une confrontation aux données obtenues par la méthode du blocking cristallin sera effectuée, tout d'abord sur un système de référence pour valider notre approche, et puis sur les noyaux superlourds.

# Chapitre 1

## La phase de Fusion

Dans ce chapitre, nous allons décrire l'ensemble des modèles que nous allons utiliser par la suite pour calculer les sections efficaces de fusion afin de comparer nos résultats sur les sections efficaces de résidus aux données. La Figure 1.1 représente schématiquement quelques uns des processus qui peuvent intervenir lors d'une collision nucléaire entre deux noyaux lourds. Le phénomène de fusion complète est réalisé avec le passage de la barrière coulombienne (phase d'approche) et la barrière de fusion (phase de formation). Ce schéma est valable lorsque le produit des charges du projectile et de la cible est supérieur à  $Z_P Z_T > 1600$ . Dans le cas contraire, la phase d'approche correspond à la phase de fusion et le système au point de contact se laisse guider par le potentiel afin de former le noyau composé. Les autres mécanismes incluent des réactions de transferts, plus ou moins inélastiques, caractérisées par un échange de masse et une relaxation en énergie plus ou moins importante. Pour la phase d'approche, la majorité des réactions correspond à de la diffusion élastique, alors que pour la phase de formation, la majorité des réactions part en quasi-fission. Il est important de remarquer que la quasi-fission présente des caractéristiques similaires aux fragments de fission. La séparation des événements associés aux réactions de quasi-fission ou de fusion-fission est particulièrement difficile d'un point de vue expérimental. Ces deux mécanismes possèdent des temps caractéristiques différents et des mesures de multiplicités neutrons permettraient de les différencier [12].

Dans le référentiel du centre de masse, le problème à deux corps se réduit en un problème à un corps, et le système composite est ainsi soumis à l'action du potentiel effectif suivant,

$$V_{eff} = \frac{L^2}{2\mu r^2} + V(r), \quad (1.1)$$

où  $\mu$  et  $r$  représentent respectivement la masse réduite et la distance relative entre les

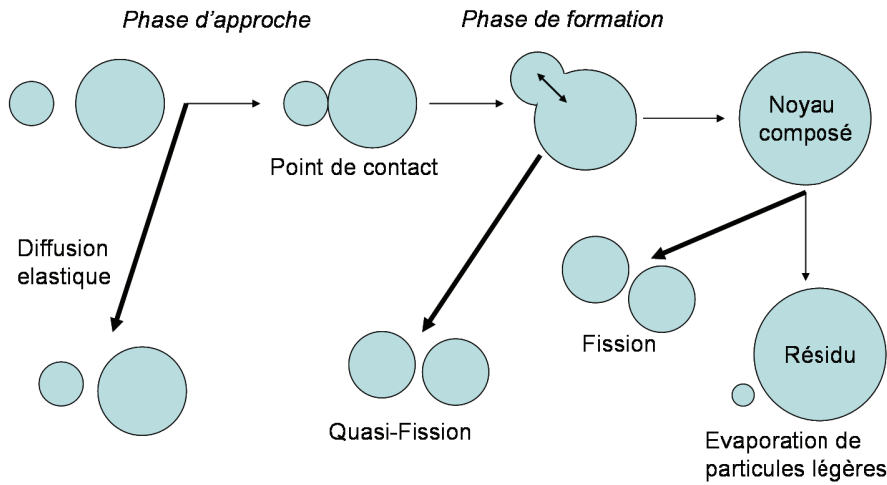


FIG. 1.1 – Différents types de réactions intervenant lors d’une réaction nucléaire entre deux noyaux lourds.

centroïdes des deux partenaires de la réaction.  $V(r)$  correspond au potentiel d’interaction coulombien plus nucléaire. Pour un potentiel central, le moment angulaire  $L$  est conservé et peut être exprimé en fonction du paramètre d’impact. La hauteur de la barrière de fusion augmente avec le moment angulaire et les différents processus décrits précédemment, peuvent devenir dominants en fonction de la valeur prise par le moment angulaire et l’énergie incidente du projectile. Au-delà d’une certaine limite sur le moment angulaire  $L_F$ , le processus de fusion devient négligeable devant d’autres processus tels que par exemple les collisions très inélastiques.

Actuellement, l’utilisation de modèles à une dimension simulant le passage d’une barrière de potentiel dépendant du moment angulaire, permet de reproduire correctement les données sur les sections efficaces de fusion pour les actinides formés par collision d’ions lourds, avec comme condition que le produit des charges du projectile et de la cible soit inférieur à  $Z_1 Z_2 < 1600$ . Par contre, pour des systèmes plus massifs avec  $Z_1 Z_2 > 1600$ , et/ou lorsque la voie d’entrée est symétrique, il a été observé expérimentalement [13, 14, 15] une diminution très importante des sections efficaces de fusion. La condition sur le produit des charges ( $Z_1 Z_2 \approx 1600$ ) a été établie empiriquement pour définir la limite à partir de laquelle apparaît le phénomène d’entrave à la fusion, communément appelé *fusion hindrance*. Une description plus détaillée de ce phénomène sera effectuée au début de la Section 1.2 de ce chapitre. Pour les noyaux superlourds, le phénomène d’entrave à la fusion est bien présent et complique la description des mécanismes de réactions.

Les sections efficaces de fusion peuvent être déterminées à partir de la formule suivante :

$$\sigma_{fus}(E_{CM}) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_{fus}(E_{CM}, L), \quad (1.2)$$

où  $P_{fus}(E_{CM}, L)$  représente la probabilité de fusion pour une énergie dans le centre de masse  $E_{CM}$  et un moment angulaire  $L$ . Cette formule a été discrétisée suivant ce dernier pour prendre en compte la contribution de chaque onde partielle.  $k = \sqrt{\frac{2\mu E_{CM}}{\hbar^2}}$  est le nombre d'onde associée au système composite de masse réduite  $\mu$ .

Nous allons dans un premier temps détailler un modèle simple de fusion pour les systèmes ne présentant pas le phénomène d'entrave à la fusion, puis nous aborderons le cas des noyaux superlourds.

## 1.1 Les systèmes sans entrave à la fusion

Pour les systèmes ne présentant pas d'entrave à la fusion ( $Z_1 Z_2 < 1600$ ), la probabilité de fusion se réduit au calcul du coefficient de transmission  $T(E_{CM}, L)$ , qui prend en compte le passage sous-barrière :

$$P_{fus}(E_{CM}, L) = T(E_{CM}, L) = \frac{1}{1 + T_{WKB}(E_{CM}, L)}, \quad (1.3)$$

où  $T_{WKB}(E_{CM}, L)$  correspond au coefficient de passage de la barrière avec effet tunnel et évalué suivant l'approximation WKB [16] (Wentzel-Kramers-Brillouin),

$$T_{WKB}(E_{CM}, L) = \exp \left\{ \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu[V(r, L) - E_{CM}]} dr \right\}, \quad (1.4)$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont respectivement les points d'entrées et de sorties du tunnel.  $V(r, L)$  correspond à l'énergie potentielle (coulombienne, centrifuge et nucléaire) de la configuration projectile-cible, dépendant de la séparation  $r$  entre les centres de masses des partenaires et du moment angulaire  $L$ . L'équation (1.3) est valide à très basse énergie bien en dessous de la barrière. Mais, pour des énergies proches de la barrière, le potentiel est reproduit de manière approchée par une parabole inverse, en accord avec l'approche de Hill-Wheeler [17] où le coefficient de transmission prend la forme suivante :

$$T(E_{CM}, L) = \frac{1}{1 + \exp \left\{ 2\pi \left( \frac{B_L - E_{CM}}{\hbar\omega_L} \right) \right\}}, \quad (1.5)$$



avec  $B_L$  la barrière effective et  $\omega_L$  la pulsation associée à l'onde partielle  $L$ . Ici, les noyaux sont supposés sphériques, mais ces équations peuvent être modifiées pour tenir compte de la déformation. Ce modèle ne comporte aucun paramètre libre, excepté ceux du potentiel nucléaire. Dans Kewpie2, nous avons repris la paramétrisation du potentiel nucléaire utilisée dans HIVAP [18], pour le cas de noyaux sphériques,

$$V_N(r) = 59 \frac{R_P R_C}{R_P + R_C} \exp \left\{ \frac{-1,33(r - R_P - R_C)}{d} \right\}, \quad (1.6)$$

où  $R_P$  et  $R_C$  correspondent aux rayons du projectile et de la cible ( $R_i = 1,126A_i^{\frac{1}{3}}$  fm) et  $d = 1$  fm représente le paramètre de diffusion surfacique. Cette paramétrisation du potentiel nucléaire est similaire à celle de Bass [19] et est connue sous le terme de *potentiel de proximité*.

## 1.2 Les noyaux superlourds

Les noyaux superlourds étudiés par la suite ne peuvent être produits que par des réactions de fusion entre ions lourds, pour lesquelles le produit des charges du projectile et de la cible est supérieur à 1600. Les sections efficaces de fusion subissent donc le phénomène d'entrave à la fusion. La Figure 1.2 présente sur un exemple typique les probabilités de fusion de noyaux de  $^{220}Th$  mesurées soit par une réaction très asymétrique ( $^{40}Ar + ^{180}Hf$ ,  $Z_1 Z_2 = 1296$ ) représentée par les ronds vides, soit par une réaction plus symétrique ( $^{124}Sn + ^{96}Zr$ ,  $Z_1 Z_2 = 2000$ ) représentée par les ronds pleins. Il faut noter que l'abscisse correspondant à la réaction asymétrique (échelle supérieure) est décalée par rapport à l'abscisse inférieure pour la réaction plus symétrique de façon à superposer les barrières de fusion obtenues à partir du potentiel de Bass [19]. Les deux courbes en pointillés reportées sur cette figure correspondent aux probabilités de fusion calculées à partir d'un modèle à une dimension avec  $L = 0$  utilisant le potentiel de Bass et l'approximation de Hill et Wheeler [17]. Grâce au décalage de l'abscisse, les deux courbes en pointillés sont confondues et permettent une comparaison directe des probabilités de fusion associées à chaque réaction. Si nous supposons que la probabilité de fusion vaut 0,5 quand l'énergie de centre de masse est égale à la hauteur de la barrière de fusion  $B_{fus}$ , alors  $B_{fus}$  vaut 145 MeV pour le système asymétrique (145 MeV suivant le potentiel de Bass) et 240 MeV pour le système symétrique (215 MeV suivant le potentiel de Bass). Nous remarquons donc que pour le système asymétrique, la barrière de fusion obtenue par les données et celle du modèle de Bass sont équivalentes, alors qu'une différence de 35 MeV apparaît

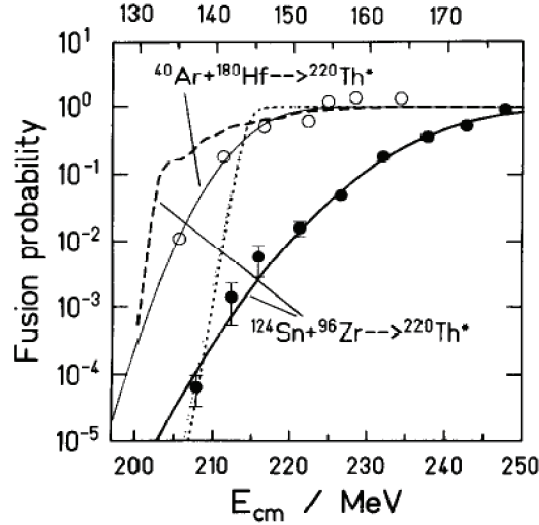


FIG. 1.2 – Probabilités de fusion associées à deux voies d’entrée différentes permettant de former le même noyau composé  $^{220}\text{Th}$ . Les ronds vides correspondent à une réaction asymétrique ( $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ ,  $Z_1Z_2 = 1296$ ) sans entrave à la fusion et les ronds pleins correspondent aux données obtenues par une réaction plus symétrique ( $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ ,  $Z_1Z_2 = 2000$ ) présentant une entrave à la fusion. L’abscisse de la réaction asymétrique est située sur le haut de la figure et celle de la réaction symétrique, sur le bas. Les deux courbes en pointillés, qui sont confondues, correspondent à un calcul à une dimension utilisant le potentiel de Bass [19] et l’approximation de Hill et Wheeler [17] (Figure obtenue dans la référence [20]).

pour le système symétrique entre le calcul et les données. Cette différence, appelée *extra-push*, apparaît vers  $Z_1Z_2 \approx 1600$ . Les probabilités de fusion obtenues avec une réaction symétrique sont clairement très inférieures, pour la même énergie par rapport à la barrière de Bass, à celle obtenues pour une réaction asymétrique signant là l’entrave à la fusion. L’allure générale et la pente des courbes associées aux deux réactions sont très différentes.

Depuis une trentaine d’année, différentes approches ont tenté d’expliquer ce phénomène d’entrave à la fusion. Swiatecki *et al.* [21, 22] proposèrent d’ajouter à la barrière de potentiel un terme supplémentaire, appelé “*extra-push*”, paramétrisé suivant la fissilité du noyau composite. Cette approche permet de définir un critère sur le système composé pour caractériser l’apparition du phénomène d’entrave à la fusion ; pour les systèmes symétriques, ce critère se réduit à avoir une fissilité du noyau composite plus grande que 0,72. Ce modèle prend en compte une dissipation à un corps (*Wall-and-Windows approximation*), c’est à dire, une perte d’énergie qui provient du rebond des nucléons sur la surface du noyau (*Wall*) et du transfert de nucléons d’un noyau à l’autre à travers l’ouverture du

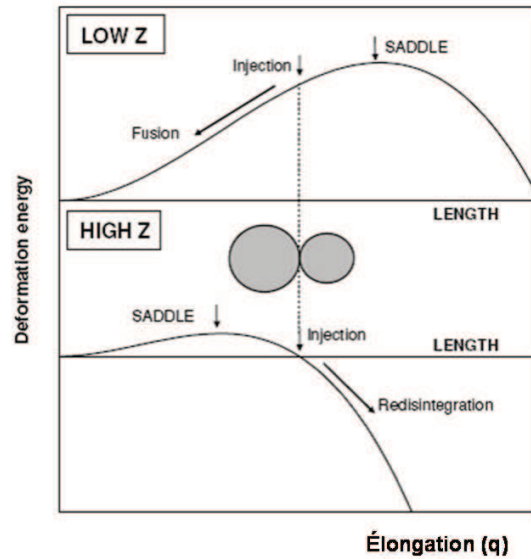


FIG. 1.3 – Localisation du point de contact par rapport au point selle conditionnel suivant la masse du système (Figure obtenue dans la référence [29]).

col (*Windows*). Mais cette méthode est phénoménologique et ne parvient pas à satisfaire l'ensemble des systèmes. Par exemple, le critère de fissilité [22] permettant de discriminer les systèmes asymétriques présentant le phénomène d'entrave à la fusion, de ceux qui ne l'ont pas, n'est pas toujours fiable [2]. De plus, ce modèle ne permet pas d'en expliquer l'origine, seule une paramétrisation de l'énergie d'extra-push ayant été effectuée. Une nouvelle voie a été ouverte plus récemment [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] avec l'introduction de fluctuations thermiques. C'est cette dernière approche que nous avons choisi d'améliorer et d'appliquer à la diffusion au dessus d'une barrière de potentiel sous friction [30, 31, 32, 33].

Comme les noyaux superlourds présentent une fissilité proche de l'unité, il existe un point selle conditionnel, préservant le noyau composé de la désintégration, correspondant à une déformation très proche du fondamental. Sur la Figure 1.3, la différence entre un système léger (sans entrave) ou plus massif (avec entrave) peut être observée. Dans le premier cas, le point de contact (*injection*) se trouve au-delà du point selle conditionnel, alors que pour les noyaux superlourds celui-ci se trouve avant. Nous comprenons donc bien la différence qui existe entre les deux configurations : pour le système léger, les deux noyaux au contact se laissent guider par le potentiel pour atteindre le noyau composé lors de la phase de fusion, alors que pour les noyaux superlourds, une énergie supplémentaire est nécessaire pour passer par dessus le point selle conditionnel. Cette description de l'origine du phénomène d'entrave à la fusion est très bien acceptée actuellement, seule demeure

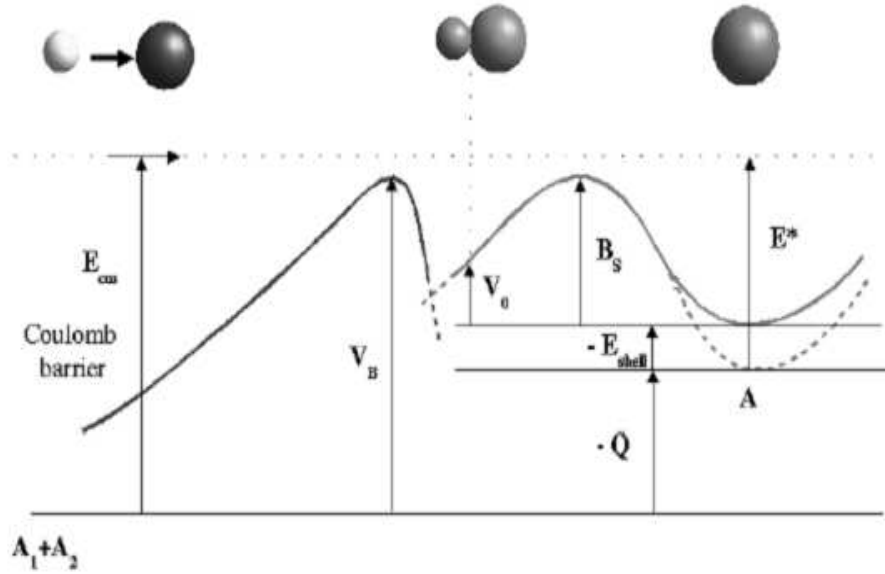


FIG. 1.4 – Principe de la décomposition de la phase de fusion en deux étapes.  $V_B$  et  $B_S$  représentent respectivement les barrières coulombienne et de fusion.  $E_{shell}$  est l'énergie de correction de couches du noyau composé  $A$ , et  $V_0$  correspond à l'énergie potentielle au point de contact par rapport à l'énergie de l'état fondamental.

une divergence sur la description théorique du passage de ces deux barrières et sur le rôle de la dissipation qui influence l'amplitude de cet effet. A noter que des théories de type canaux couplés [34, 35] introduisent le phénomène de dissipation bien avant le point de contact en prenant en compte les excitations coulombiennes.

En ce qui nous concerne, nous proposons donc de décomposer la phase de fusion en deux étapes ainsi que cela est fait dans les références [26, 27, 28, 29, 32, 36, 37, 38, 39, 40] (cf. Figure 1.4).

1. Tout d'abord, la phase d'approche, avec le passage de la barrière coulombienne, pour atteindre le point de contact ( $P_{cap}$ ). Deux modèles seront utilisés, le premier appelé "approche empirique de Swiatecki" et le second basé sur le *Surface Friction Model*.
2. Ensuite, la phase de formation, avec le passage du point selle conditionnel, pour atteindre le noyau composé dans un état excité ( $P_{form}$ ). Deux approches seront également utilisées et reposent sur une équation de Langevin [41]. La première appelée "approche Langevin analytique", et la seconde intitulée "approche Langevin multi-dimensionnelle".

La probabilité de fusion correspond donc au produit des probabilités de capture  $P_{cap}$  et

de formation  $P_{form}$ .

$$P_{fus}(E_{CM}, L) = P_{cap}(E_{CM}, L)P_{form}(E^*, L), \quad (1.7)$$

où l'énergie d'excitation  $E^*$  est reliée à l'énergie du centre de masse  $E_{CM}$  par la relation suivante :

$$E^* = E_{CM} + Q, \quad (1.8)$$

où  $Q$  représente le  $Q$  de la réaction de fusion. Cette décomposition est obligatoire car nous ne savons pas comment décrire le passage de ces deux barrières de façon unifiée. En revanche, la décomposition en deux étapes présente un intérêt pour les réactions de fusion froide par exemple, puisque le canal d'évaporation  $1n$  se situe généralement en dessous ou au niveau de la barrière coulombienne. Les sections efficaces de fusion sont donc particulièrement faibles. Pour effectuer des calculs précis avec une bonne statistique en un temps raisonnable (pour les approches de type Langevin et le *Surface Friction Model*), chaque passage de barrière est traité indépendamment l'un de l'autre.

Nous allons dans un premier temps détailler chaque approche en commençant par celles permettant de calculer les probabilités de capture, puis celles pour les probabilités de formation du noyau composé.

### 1.2.1 La probabilité de capture

La probabilité de capture correspond à la probabilité d'atteindre le point de contact lors du passage de la barrière coulombienne. Pour les systèmes légers ne présentant pas d'entrave à la fusion, cette dernière peut être confondue avec le point selle conditionnel, dû à leur faible fissilité. Il en résulte que la probabilité de fusion est égale à celle de capture. Les modèles qui vont être décrits dans cette partie peuvent donc être utilisés à la place de celui présenté à la Section 1.1. Nous verrons au Chapitre 3, qu'il sera nécessaire de faire appel à l'approche empirique de Swiatecki qui prend en compte la déformation des noyaux de la voie d'entrée contrairement au modèle décrit à la Section 1.1. Par contre, pour les noyaux superlourds, le passage de la barrière coulombienne n'est que la première étape vers la fusion complète du système.

### 1.2.1.1 Approche empirique de Swiatecki (A.E.S.)

Suivant l'approche proposée par Swiatecki *et al.* [28, 29, 42, 43], ce n'est pas la probabilité mais la section efficace de capture qui est calculée, prenant la forme suivante :

$$\sigma_{cap}(E_{CM}) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) P_{cap}(E_{CM}, L). \quad (1.9)$$

Bien entendu, en accord avec les équations (1.2) et (1.7), pour obtenir la section efficace de fusion, une simple multiplication de chaque terme de la somme de l'équation (1.9) par la probabilité de formation sera nécessaire. La probabilité de capture est réduite ici à la détermination du coefficient de transmission  $T_{cap}(E_{CM}, L)$ , supposé égal à la fonction de Heaviside suivante :

$$P_{cap}(E_{CM}, L) = T_{cap}(E_{CM}, L) = \theta \left( E_{CM} - B - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu R_B^2} \right), \quad (1.10)$$

où  $B$  représente la hauteur (pour  $L = 0$ ) de la barrière coulombienne et  $R_B$  sa position. Ce formalisme stipule que l'énergie de centre de masse doit être supérieure à la somme de  $B$  et de la contribution du potentiel centrifuge associé au moment angulaire  $L$ . Dans l'équation (1.9), la somme sur le moment angulaire est effectuée jusqu'à la valeur  $L_F$ , définie par :

$$E_{CM} - B - \frac{\hbar^2 L_F(L_F + 1)}{2\mu R_B^2} = 0. \quad (1.11)$$

correspondant à la valeur maximale, associée à une énergie du centre de masse  $E_{CM}$  et une hauteur de barrière  $B$ , pour laquelle la poche de potentiel disparaît. Au-delà de cette limite, aucun système composite ne peut être formé. La section efficace de capture devient :

$$\sigma_{cap}(E_{CM}) = \pi R_B^2 \left( 1 - \frac{B}{E_{CM}} \right) \quad \text{si } E_{CM} \geq B, \quad 0 \quad \text{autrement} \quad (1.12)$$

après avoir sommé sur  $L$  jusqu'à  $L_F$ , en utilisant les expressions respectives de  $L_F$  et  $k$ . Cette équation correspond donc au cas classique où le système est assimilé à un corps noir. Lorsque  $E_{CM} < B$ , la section efficace de capture est nulle. Mais, puisque les noyaux ne sont pas toujours sphériques, ou à cause d'excitations coulombiennes, le concept de distribution de barrières a été introduit [44, 45] pour améliorer le formalisme où le coefficient de transmission est réduit à une fonction de Heaviside. Ces phénomènes ont pour effet d'introduire des fluctuations au niveau de la barrière coulombienne, qui sont prises en compte en convoluant l'équation (1.12) avec une distribution supposée gaussienne de

barrières coulombiennes,

$$p(B) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left[-\frac{(B - B_0)^2}{2\sigma_B^2}\right], \quad (1.13)$$

où les variables  $\sigma_B$  et  $B_0$  ont été obtenues grâce à un ajustement sur des données [42, 43],

$$B_0 = 0,85247z + 0,001361z^2 - 0,0000223z^3 \quad \text{avec} \quad z = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}}, \quad (1.14)$$

et,

$$\sigma_B = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{avec} \quad v = CB\sqrt{W_1^2 + W_2^2 + W_0^2}, \quad (1.15)$$

où  $C = 0,07767 \text{ fm}^{-1}$  et  $W_0 = 0,41 \text{ fm}$ . Les variables  $W_i$  (avec  $i = 1$  et  $2$ ), qui correspondent à la distribution rms du vecteur du rayon spécifié par la surface du projectile et de la cible, dépendent du rayon moyen et de la déformation quadrupolaire associés à chaque noyau :

$$W_i^2 = \frac{R_i^2 \beta_i^2}{4\pi}, \quad (1.16)$$

avec  $R_i = 1,14A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$ . Les déformations quadrupolaires  $\beta$  sont obtenues à partir de la table de Møller et Nix [7]. Il est important de remarquer que dans les références [29, 42, 43], il semble aisée d'obtenir une paramétrisation de  $B_0$  permettant un bon accord avec les données disponibles (cf. Figure 1.5), alors qu'il est beaucoup plus difficile d'avoir une paramétrisation simple de  $v$  (cf. Figure 1.6). C'est la raison pour laquelle, la variance de la distribution de barrières  $v$  pourra être ajustée par la suite. La section efficace de capture devient finalement :

$$\begin{aligned} \sigma_{cap}(E_{CM}) &= \int_0^{E_{CM}} \sigma(B)p(B)dB \\ &= \frac{\pi R_B^2 \sigma_B}{\sqrt{2}E_{CM}} \left[ X(1 + \text{erf}(X)) + \frac{1}{X} \exp(-X^2) \right] \quad \text{avec} \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$X = \frac{E_{CM} - B_0}{\sqrt{2}\sigma_B}, \quad (1.18)$$

où l'hypothèse  $\frac{B_0}{\sqrt{2}\sigma_B} \gg 1$  a été faite; une telle hypothèse est réaliste pour des noyaux superlourds. Il est tout de même important de noter que l'ensemble des paramètres de cette approche ont été ajustés sur des systèmes ne présentant pas d'entrave à la fusion, et sont extrapolés à la région des noyaux superlourds. De plus, aucune dissipation n'a été prise en compte dans ce modèle.

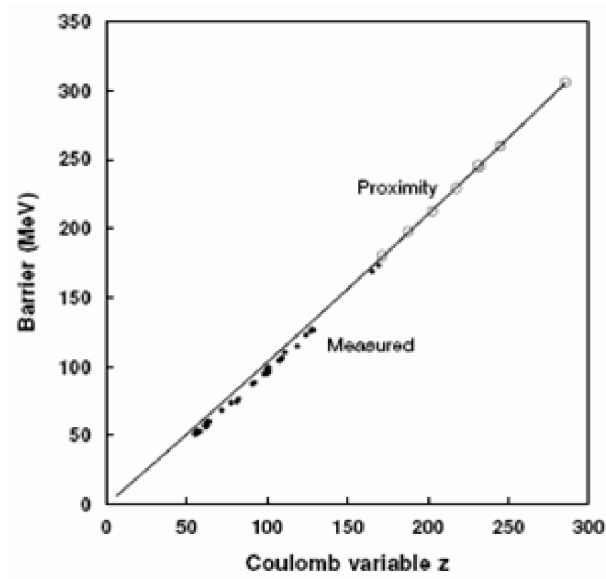


FIG. 1.5 – Figure obtenue dans la référence [29] où sont comparées les données et la paramétrisation de la hauteur de la barrière coulombienne en accord avec l'équation (1.14) (courbe en trait plein). Ici  $z = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$  correspond au paramètre coulombien.

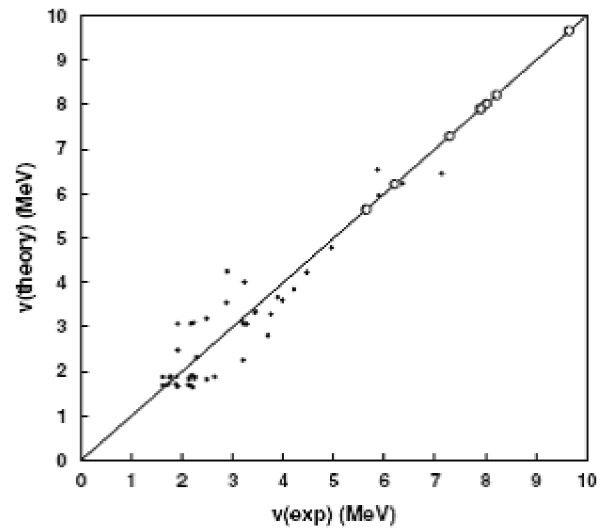


FIG. 1.6 – Figure obtenue dans la référence [29] où sont comparées les données et la paramétrisation de la variance de la distribution de barrières en accord avec l'équation (1.15).



L'équation (1.17) ne dépend pas implicitement du moment angulaire  $L$ , puisque la somme sur ce dernier a été effectuée jusqu'à  $L_F$ . Or, par la suite quand nous effectuerons un calcul d'évaporation de type Hauser-Feshbach, la distribution de spin des noyaux est nécessaire. Nous avons donc amélioré le formalisme précédent en reprenant l'équation (1.9) et transformé le coefficient de transmission (cf. équation 1.10) en considérant la convolution par une distribution gaussienne de la barrière coulombienne (cf. équation 1.13).

$$\begin{aligned} P_{cap}(E_{CM}, L) &= \int_0^\infty T_{cap}(E_{CM}, L) \exp \left[ -\frac{(B - B_0)^2}{2\sigma_B^2} \right] \frac{dB}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left[ \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_B} \left( E_{cm} - B_0 - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_B^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

où à nouveau l'hypothèse  $\frac{B_0}{\sqrt{2}\sigma_B} \gg 1$  a été faite. L'équation (1.19) correspond à la probabilité de capture associée à chaque onde partielle pour une énergie de centre de masse donnée. En sommant sur tous les moments angulaires, nous retrouvons l'expression de l'équation (1.17).

### 1.2.1.2 Surface Friction Model (S.F.M.)

Contrairement au formalisme précédent, le *Surface Friction Model* (SFM), développé par Gross et Kalinowski [46], étudie dynamiquement le passage de la barrière coulombienne sous friction. Les principes ainsi que les équations régissant le système sont détaillés ici.

Dans sa version originale, le *Surface Friction Model* prend en compte des noyaux indéformables et sphériques. Dans le système du centre de masse, seuls deux degrés de libertés sont pris en compte, la distance de séparation des centres des noyaux  $r$ , et sa coordonnée tangentielle  $\theta$ . Les équations permettant de décrire l'évolution du système sont :

$$\frac{d}{dt} (\mu\dot{r}) = \mu r \dot{\theta}^2 - \frac{dV_{CN}}{dr} - K_r(r)\dot{r} \quad (1.20)$$

$$\frac{d}{dt} (\mu r^2 \dot{\theta}) = -K_\theta(r) r^2 \dot{\theta}, \quad (1.21)$$

où  $K_r(r)$  et  $K_\theta(r)$  correspondent respectivement aux facteurs de forme liés à la friction radiale et tangentielle. La première équation régit l'évolution du mouvement radial alors que la seconde gouverne celle liée au moment angulaire  $L = \mu r^2 \dot{\theta}$ . Durant la phase d'approche, une dissipation du moment angulaire est prise en compte, en plus de celle sur le

mouvement radial. Ces dissipations se traduisent par un transfert irréversible du mouvement relatif vers les degrés de libertés internes des deux partenaires de la réaction. Les facteurs de forme liés à la friction  $K_r(r)$  et  $K_\theta(r)$  doivent s'annuler pour des distances de séparation grandes, c'est à dire, lorsque l'interaction nucléaire devient faible. Gross et Kalinowski ont déterminé, à partir d'un modèle microscopique, que ces derniers devaient être proportionnels au carré de la dérivée du potentiel nucléaire  $V_N(r)$ ,

$$K_r(r) = K_r^0 \left( \frac{dV_N(r)}{dr} \right)^2 \quad (1.22)$$

$$K_\theta(r) = K_\theta^0 \left( \frac{dV_N(r)}{dr} \right)^2, \quad (1.23)$$

où  $K_r^0 = 4$  et  $K_\theta^0 = 0,01$  (unité :  $10^{-23}$  sMeV $^{-1}$ ) ont été ajustés sur les données. Le potentiel nucléaire est obtenu par la convolution du potentiel d'interaction nucléon-noyau  $V(r)$  par la densité  $\rho(r)$ .

$$V_N(r) = \frac{1}{2} \left[ \int d^3r_1 V_P(|r - r_1|) \rho_T(r_1) + \int d^3r_1 V_T(|r - r_1|) \rho_P(r_1) \right], \quad (1.24)$$

où  $V_i$  et  $\rho_i$  (avec  $i = P, T$ ) sont choisis phénoménologiquement de type Woods-Saxon. L'ensemble des paramètres peuvent être trouvés dans la référence [46]. Dans l'équation (1.20),  $V_{CN}(r)$  correspond à la somme du potentiel coulombien et nucléaire.

Fröbrich *et al.* [16, 24, 25] ont étendu le modèle en introduisant des fluctuations thermiques par une modification des équations classiques en équations de type Langevin. Malheureusement un terme  $r^2$  a été oublié dans l'intensité de la force fluctuante (cf. équation 1.29) de l'équation du mouvement régissant l'évolution du moment angulaire [47]. Ce terme est effectivement inclus dans le code [48] que nous utilisons pour calculer les probabilités de capture. L'équation radiale (1.20) et l'équation tangentielle (1.21) deviennent donc :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{L^2}{\mu r^3} - \frac{dV_{CN}}{dr} - \frac{K_r(r)}{\mu} p + \phi_R \omega_R \quad (1.25)$$

$$\frac{dL}{dt} = -\frac{K_\theta(r)}{\mu} \left( L - \frac{5}{7} L_{st} \right) + \phi_\theta \omega_\theta, \quad (1.26)$$

où  $p = \mu \dot{r}$  est le moment conjugué de  $r$ .  $L_{st}$  est appelée limite de capture [49, 50], correspondant au collage des partenaires, et évaluée à  $\frac{5}{7} L_0$  avec  $L_0$  le moment angulaire initial. Les forces de Langevin  $\omega_R$  et  $\omega_\theta$  correspondent à des nombres aléatoires distribués

selon une gaussienne dont les deux premiers moments sont définis par :

$$\langle \omega_i(t) \rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle \omega_i(t) \omega_j(t_1) \rangle = 2\delta_{ij}\delta(t - t_1), \quad (1.27)$$

où  $i, j = r$  ou  $\theta$ . Les intensités des forces de Langevin  $\phi_R$  et  $\phi_\theta$  sont reliées aux termes de friction  $K_R(r)$  et  $K_\theta(r)$  par le théorème Fluctuation-Dissipation.

$$\phi_R^2 = K_R(r)T \quad (1.28)$$

$$\phi_\theta^2 = r^2 K_\theta(r)T, \quad (1.29)$$

où  $T$  est la température du système. Dans la version que nous utilisons, l'expression du rayon des noyaux est modifiée pour tenir compte des effets de surface,  $C_i = R_i \left(1 - \left(\frac{d}{R_i}\right)^2\right)$ , où  $d$  représente le paramètre de diffusion surfacique et  $R_i$  le rayon associé au noyau supposé sphérique.

### 1.2.1.3 Comparaison des deux approches

Ces deux modèles sont phénoménologiques car ils présentent des ajustements de certains de leurs paramètres. Dans le formalisme de Swiatecki *et al.*, il s'agit de la hauteur de la barrière coulombienne ainsi que des paramètres de la distribution gaussienne, qui ont été ajustés sur des systèmes ne présentant pas de d'entrave à la fusion. Pour le *Surface Friction Model*, ce sont les paramètres de friction et ceux du potentiel nucléaire qui ont été ajustés à l'expérience lors de l'étude des réactions très inélastiques.

Mais la principale différence entre les deux approches réside dans la prise en compte des phénomènes liés à la dissipation. Pour Swiatecki *et al.*, aucune dissipation n'est retenue, aussi bien pour le mouvement radial que pour le moment angulaire, lors de la phase d'approche. Il s'agit juste d'un passage de barrière classique. Le *Surface Friction Model* semble dans ce sens plus réaliste mais possède des coefficients de friction particulièrement forts comparés à un modèle utilisant un potentiel de proximité [48]. Une comparaison des probabilités de capture obtenues suivant les deux modèles est faite sur la Figure 1.7 pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  présentant le phénomène d'entrave. Nous pouvons observer que la limite vers laquelle tend le calcul de probabilité de capture est 0,7 pour le *Surface Friction Model*, alors qu'elle est de 1 pour l'approche empirique de Swiatecki. Cette différence ne peut être expliquée que par le fait qu'une quantité non négligeable de réactions qui ont franchi la barrière et se situent dans une poche de potentiel, se retrouvent éjectées de celle-ci et retournent dans la voie d'entrée à cause des fortes fluctuations thermiques.

Nous avons vu que l'intensité de la force fluctuante est reliée au terme de friction par le théorème Fluctuation-Dissipation. Il en résulte que si le terme de friction est fort, l'intensité des fluctuations le sera également, et les particules peuvent ainsi être éjectées de la poche de potentiel où elles se trouvent.

Le terme de friction seul, c'est à dire sans la force fluctuante, apporte juste un décalage sur la position de la barrière et les particules doivent donc franchir une barrière effective plus élevée due à la dissipation. Mais, la probabilité de capture, dans ce cas ci, tend vers l'unité lorsque l'énergie du centre de masse augmente. Le terme associée à la force fluctuante joue, quant à lui, sur la distribution de barrières et donc sur la pente associée à la courbe de probabilité de capture. Si aucune fluctuation n'était prise en compte, nous observerions une courbe dont l'allure correspondrait à une fonction de Heaviside positionnée à la barrière.

Système	$B_{SFM}$ (MeV)	$B_C$ (MeV)	Différence relative (%)
${}^{84}_{36}\text{Kr} + {}^{238}_{92}\text{U}$	324	331,92	2,4
${}^{40}_{18}\text{Ar} + {}^{232}_{90}\text{Th}$	160	172,63	7,3
${}^{40}_{18}\text{Ar} + {}^{77}_{34}\text{Se}$	73,7	75,5	2,4
${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{238}_{92}\text{U}$	260	269,86	3,7
${}^{58}_{26}\text{Fe} + {}^{208}_{82}\text{Pb}$	220	227	3,1

TAB. 1.1 – Comparaison de la barrière coulombienne obtenue suivant l'approche empirique de Swiatecki ( $B_C$ ) ou suivant le S.F.M. ( $B_{SFM}$ ) pour différents systèmes. La différence relative entre les deux barrières normalisée à  $B_C$  a été également reportée.

Dans le Tableau 1.1 est reportée la hauteur de la barrière coulombienne pour différents systèmes selon l'approche de Swiatecki *et al.* ( $B_C$ ), ou selon le *Surface Friction Model* ( $B_{SFM}$ ). Pour ce dernier, nous avons numérisé le potentiel nucléaire à partir de l'équation (1.24), auquel l'énergie coulombienne a été ajoutée. Il est ainsi possible de relever la position et la hauteur de la barrière coulombienne qui ne peuvent pas être obtenues analytiquement. Nous pouvons remarquer que la hauteur de la barrière  $B_{SFM}$  est toujours plus faible que celle obtenue phénoménologiquement ( $B_C$ ). Ceci est dû au fait que la distance à laquelle débute l'interaction nucléaire dans le *Surface Friction Model* est particulièrement grande. Or cette différence de hauteur de barrière est assez importante et atteint pour certains systèmes une dizaine de MeV. Sur la Figure 1.7, où sont reportées les probabilités de capture suivant les deux approches pour un système donné, la hauteur de la barrière effective correspondant à une probabilité de capture de  $P_{capt} = 0,5$  peut

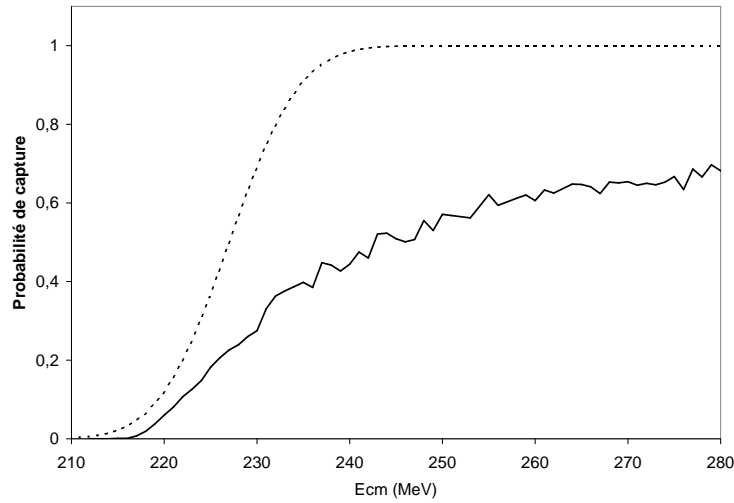


FIG. 1.7 – Comparaison des deux approches pour le calcul de la probabilité de capture pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . En trait plein, calcul suivant *le Surface Friction Model* [51], et en pointillés suivant l’approche empirique de Swiatecki.

être relevée. Suivant l’approche de Swiatecki *et al.*, celle-ci est atteinte pour une énergie de 227 MeV qui correspond bien à la hauteur de la barrière coulombienne  $B_C$ . Par contre, suivant le *Surface Friction Model*, la barrière effective se situe vers 245 MeV, au lieu de  $B_{SFM} = 220$  MeV (cf. Tableau 1.1). Une différence d’une vingtaine de MeV apparaît qui s’explique par la prise en compte des effets dissipatifs. Bien entendu, cette remarque serait bien plus intéressante si les distributions de barrières avaient pu être calculées, car elles nous montreraient la position réelle de la barrière effective. Mais dans le cas du *Surface Friction Model*, à cause des fluctuations observées sur la Figure 1.7, il est impossible de l’obtenir, car une dérivée est nécessaire et cela amplifie les fluctuations.

Le *Surface Friction Model* permet de connaître l’état moyen du système à tout instant et particulièrement après le passage de la barrière coulombienne. Shen *et al.* [32] ont montré que, pour les noyaux superlourds, l’énergie cinétique était complètement dissipée avec ce modèle au point de contact. Ceci s’explique par la forte dissipation prise en compte.

Le *Surface Friction Model* a l’avantage d’avoir fait ses preuves lors de l’étude des collisions très inélastiques et pour la fusion de système sans entrave [16, 24, 46] et ne possède aucune variable d’ajustement. Cependant, il n’a pas été confronté aux données récentes. Nous ne pouvons pas affirmer avec certitude quel modèle (approche empirique de Swiatecki ou *Surface Friction Model*) est le plus réaliste car chacun présente des ambiguïtés,

mais nous pensons que ces deux approches encadrent la meilleure description possible du processus de capture par le fait que dans un cas aucune dissipation n'est prise en compte et que dans l'autre, les coefficients de friction souvent considérés comme trop forts, car très supérieurs à ceux utilisés pour décrire les phases suivantes. C'est la raison pour laquelle nous avons sélectionné ces deux modèles pour obtenir des informations sur les sections efficaces de fusion. Il convient de noter ici, que les résultats obtenus par le *Surface Friction Model* ont été fournis par G. Kosenko [51].

## 1.2.2 La probabilité de formation du noyau composé

La probabilité de formation correspond à la probabilité qu'un système composite, initialement au point de contact, franchisse le point selle conditionnel pour former le noyau composé. Les réactions où le système composite se sépare en deux noyaux sans avoir formé un noyau composé, mais avec échange de masse entre les partenaires et dissipation d'énergie, sont généralement appelées réactions de quasi-fission [52, 53]. Les produits de réaction de ce type de processus sont très proches de ceux provenant de la fission. Expérimentalement, il est particulièrement difficile de les différencier par les distributions de masse. Seules les distributions angulaires, liées au temps caractéristique de la réaction, le permettent. Nous allons ici détailler les différentes approches permettant de calculer la probabilité de formation du noyau composé.

### 1.2.2.1 Approche Langevin analytique (A.L.A.)

Nous allons tout d'abord appréhender le problème avec un modèle simplifié analytique afin de bien comprendre la physique de cette deuxième phase de fusion. Seul le passage d'une barrière parabolique répulsive sera étudié, car il s'agit du seul cas où le problème est soluble analytiquement. De plus, cela permet de comprendre très facilement la notion d'*extra-push* avec l'introduction d'une barrière effective dépendant de la friction. Contrairement à Swiatecki et al. [28, 29] qui se sont placés dans le régime sur-critique en utilisant l'équation de Smoluchowski [54], nous allons reprendre la dérivation qui a été faite dans les références [30, 33] et considérer l'ensemble des régimes de friction en utilisant l'équation de Langevin [41],

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma \frac{dq}{dt} + F_{ext}(q) + \Gamma(t), \quad (1.30)$$

Cette équation prend en compte l'interaction entre une particule macroscopique, définie par sa coordonnée  $q$  et son moment conjugué  $p$ , avec un bain thermique. La valeur moyenne de la force liée à cette interaction est représentée par le terme de friction  $-\gamma \frac{dq}{dt}$  et le reste, qui varie très rapidement, est contenu dans la force aléatoire  $\Gamma(t)$ . Nous nous sommes

placés ici dans le cas général où une force extérieure  $F_{ext}(q)$  agit sur le système. Le rôle joué par le bain thermique est double : il sert de modérateur au système avec le terme de friction  $\gamma$ , et apporte de l'agitation par le biais des fluctuations.  $\Gamma(t)$  est donc une force fluctuante dont nous devons déterminer les caractéristiques. Si  $\Gamma(t)$  est le résultat d'un grand nombre de perturbateurs indépendants, nous pouvons raisonnablement supposer qu'elle présente une distribution gaussienne (distribution de Boltzmann du bain thermique et théorème de la limite centrale). La force est donc complètement définie par ses deux premiers moments. Comme la valeur moyenne de la force d'interaction entre la particule macroscopique et celles du bain thermique est déjà prise en compte dans l'équation (1.30), le premier moment de  $\Gamma(t)$  est nul,

$$\langle \Gamma(t) \rangle = 0 \quad (1.31)$$

De plus, le temps caractéristique des collisions entre la particule macroscopique et celles constituant le bain thermique est supposé extrêmement court à l'échelle de l'ensemble du processus. Si bien que le temps de relaxation du bain thermique perturbé par la particule macroscopique est très court et aucun effet de mémoire dû aux itérations antérieures n'est pris en compte. Le processus est donc supposé markovien et le deuxième moment associé à  $\Gamma(t)$  s'écrit :

$$\langle \Gamma(t)\Gamma(t_1) \rangle = 2T\gamma\delta(t - t_1), \quad (1.32)$$

en accord avec le théorème Fluctuation-Dissipation.  $T$  correspond à la température du bain thermique. L'hypothèse markovienne n'est sûrement pas vérifiée car la fusion est un processus rapide, mais c'est le seul cas qui sera étudié par soucis de simplicité. Des effets de mémoires peuvent bien sur être pris en compte [55].

Dans le cas où la force extérieure dérive d'un potentiel parabolique [30, 33, 56] qui s'exprime de la manière suivante :

$$V(q) = -\frac{m\omega^2 q^2}{2}, \quad (1.33)$$

où  $m$  est la masse associée à la particule macroscopique et  $\omega$  la courbure du potentiel au sommet de la barrière. La force de Langevin étant supposée gaussienne, la distribution de la variable  $q$  le sera aussi. La probabilité, à un instant  $t$  donné, que la particule franchisse le sommet de la barrière ( $q = 0$ ), à partir d'une position  $q_0 < 0$  et d'une impulsion  $p_0 > 0$

initiale, est donc déterminée simplement par :

$$P_{form}(t, q_0, p_0, T) = \int_0^\infty \frac{dq}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \exp\left(-\frac{(q(t) - \langle q(t) \rangle)^2}{2\sigma^2(t)}\right) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(-\frac{\langle q(t) \rangle}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right), \quad (1.34)$$

où  $q(t)$  et  $\sigma^2(t)$  représentent la position et la variance de la particule à un instant  $t$  :

$$\begin{aligned} \langle q(t) \rangle = q_0 & \left[ e^{-x\omega t} \left\{ \cosh(\sqrt{1+x^2}\omega t) + \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \sinh(\sqrt{1+x^2}\omega t) \right\} \right] \\ & + p_0 \left[ \frac{1}{m\omega\sqrt{1+x^2}} e^{-x\omega t} \sinh(\sqrt{1+x^2}\omega t) \right] \end{aligned} \quad (1.35)$$

avec  $x = \frac{\gamma}{2m\omega}$  le paramètre de friction sans dimension. Pour la variance :

$$\begin{aligned} \sigma^2(t) = \frac{T}{m\omega^2} & \left[ e^{-2x\omega t} \left( 2\frac{x^2}{1+x^2} \sinh^2(\sqrt{1+x^2}\omega t) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \sinh(2\sqrt{1+x^2}\omega t) + 1 \right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Le *Surface Friction Model* avec une forte dissipation conduit à une distribution en moment radial au point de contact une fois la phase d'approche réalisée qui est complètement thermalisée [48] dans le cas des noyaux superlourds et suit une distribution gaussienne  $D(p_0, \bar{p}_0, T_0)$  dont la largeur est consistante avec la température du bain thermique.

$$D(p_0, \bar{p}_0, T_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu T_0}} \exp\left[-\frac{(p_0 - \bar{p}_0)^2}{2\mu T_0}\right]. \quad (1.37)$$

Nous devons donc prendre en compte cette distribution des conditions initiales lors du calcul de la probabilité de formation du noyau composé. Pour cela, une simple convolution de la formule (1.34) par la distribution gaussienne  $D(p_0, \bar{p}_0, T_0)$  est nécessaire,

$$P_{form}(t, q_0, \bar{p}_0, T) = \lim_{t \rightarrow +\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dp_0 P(t, q_0, p_0, T) D(p_0, \bar{p}_0, T_0), \quad (1.38)$$

où la température  $T_0$  de la distribution gaussienne est supposée égale à celle définie durant la phase de formation  $T$ . Cette hypothèse est justifiée pour les noyaux superlourds car le point de contact et le point selle sont assez proches l'un de l'autre.



Pour un temps suffisamment long, la probabilité converge vers la limite :

$$P_{form}(t \rightarrow \infty, q_0, \bar{p}_0, T) \rightarrow \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{B}{T}} - \frac{1}{x + \sqrt{1+x^2}} \sqrt{\frac{K}{T}} \right), \quad (1.39)$$

avec  $B = \frac{m\omega^2 q_0^2}{2}$  et  $K = \frac{p_0^2}{2m}$  qui représentent respectivement la hauteur de la barrière et l'énergie cinétique définies à l'instant initial. Grâce aux fluctuations thermiques, il y a toujours des particules qui atteignent le sommet de la barrière, même si  $K = 0$ . A partir de l'équation (1.39), l'énergie cinétique minimale  $K_C$  nécessaire pour que la position moyenne atteigne le sommet de la barrière avec une énergie cinétique nulle peut être évaluée. Avec les fluctuations thermiques, cette limite ( $K_C$ ) signifie que, la moitié des particules franchissent la barrière et l'autre moitié retournent dans la voie d'entrée. L'argument de la fonction erreur complémentaire de l'équation (1.39) est alors nul et l'énergie cinétique critique s'écrit donc :

$$K_C = B_{eff} = (x + \sqrt{1+x^2})^2 B. \quad (1.40)$$

Le phénomène de fusion est donc caractérisé par une barrière effective  $B_{eff}$  qui prend en compte la viscosité nucléaire. Bien entendu pour des frictions tendant vers zéro, la barrière effective tend vers  $B$  et nous retrouvons ainsi le cas des systèmes conservatifs. Dans le Tableau 1.2, des applications numériques ont été effectuées suivant la valeur du paramètre de friction réduite  $\beta = \frac{\gamma}{m}$ , avec la courbure de potentiel fixée arbitrairement à  $\hbar\omega = 1$  MeV. Pour une valeur  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ , la barrière effective  $B_{eff}$  est 3,4 fois plus grande que  $B$ . La friction augmente donc d'une manière considérable la barrière de fusion, et joue un rôle très important dans l'explication du phénomène d'entrave à la fusion.

Friction réduite $\beta$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$x$	$\frac{B_{eff}}{B}$ (MeV)
$1.10^{21}$	0,3291	1,9
$2.10^{21}$	0,6582	3,4
$5.10^{21}$	1,6455	12,7
$1.10^{22}$	3,291	45,3

TAB. 1.2 – Rapport entre la barrière effective et la barrière classique suivant l'intensité du terme de friction réduite  $\beta$  ( $\hbar\omega = 1$  MeV).

Suivant la valeur de l'énergie cinétique, plusieurs régimes peuvent être observés [33] à partir de l'équation (1.39) :  $K > B_{eff}$ ,  $K = B_{eff}$ ,  $K < B_{eff}$  et  $K = 0$ . En moyenne, l'en-

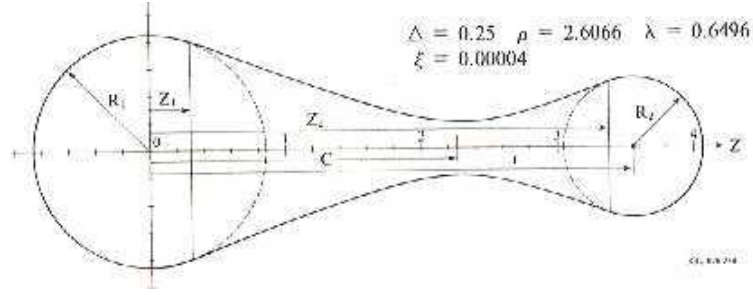


FIG. 1.8 – La paramétrisation du col, utilisée dans l’approche Langevin analytique, est effectuée en utilisant une connexion de surface quadratique entre les deux noyaux et tangente en  $Z_1$  et  $Z_2$ , l’origine étant prise au centre du noyau 1. (Figure obtenue dans la référence [57])

semble des particules suit la trajectoire classique en considérant une barrière effective plus importante que la barrière classique sans friction. Par exemple, dans le cas où  $K > B_{eff}$ , l’ensemble des particules franchissent la barrière effective. Pour  $K = B_{eff}$ , en moyenne, les particules atteignent le sommet de la barrière avec une énergie cinétique nulle. Comme la valeur moyenne de la force fluctuante est nulle, la moitié des particules retourne dans la voie d’entrée et l’autre franchit la barrière. Par contre, pour les deux derniers cas, comme l’énergie cinétique est inférieure à la hauteur de la barrière effective, la grande majorité des particules restent dans la voie d’entrée sans franchir la barrière, mais quelques-unes peuvent la franchir grâce aux fluctuations thermiques. Ces dernières contribuent donc à la formation d’un noyau composé par diffusion. Ces deux régimes correspondent aux cas des noyaux superlourds produits par fusion froide, où l’énergie cinétique du composite après le passage de la barrière coulombienne est inférieure à la barrière effective, voire nulle.

Swiatecki *et al.* [28, 29] utilisent ce modèle simplifié pour étudier la deuxième phase du phénomène de fusion, avec comme hypothèse supplémentaire que le régime est sur-critique et que l’équation de Langevin peut être remplacée par l’équation de Smoluchowski [54]. Ils supposent aussi que l’énergie cinétique initiales est complètement thermalisée avec une valeur moyenne nulle. L’équation (1.39) se réduit donc à :

$$P_{form}(t \rightarrow \infty, q_0, \bar{p}_0, T) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{B}{T}} \right), \quad (1.41)$$

et ne dépend pas de la friction. Seule la hauteur de la barrière  $B$  reste à déterminer pour pouvoir obtenir les probabilités de formation du noyau composé. La barrière est calculée macroscopiquement à partir de l’énergie potentielle surfacique suivant trois degrés de

libertés : l'élongation entre les deux partenaires de la réaction  $\Sigma$ , l'asymétrie de masse  $\Delta$  et la taille du col  $\epsilon$ . Ces paramètres sont définis de la manière suivante :

$$\Sigma = \frac{r}{R_1 + R_2}, \quad \Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}, \quad \epsilon = \frac{l}{R_1 + R_2}, \quad (1.42)$$

où  $R_i$  (avec  $i = 1$  ou  $2$ ) correspond aux rayons des noyaux et  $l = (R_1 - Z_1) + Z_2 - (r - R_2)$  où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont en accord avec leur définition sur la Figure 1.8. Swiatecki *et al.* [29] proposent une expression analytique de l'énergie de déformation  $\xi$  en minimisant cette dernière suivant l'élongation et la taille du col, mais en fixant le paramètre d'asymétrie. Ils ont ainsi obtenu une paramétrisation dépendant seulement de l'élongation.

$$\xi = a + b\sigma + c\sigma^2 \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{L - 2(R_1 + R_2)}{R} = \frac{s}{R}, \quad (1.43)$$

avec  $a$ ,  $b$  et  $c$  les paramètres de la paramétrisation (cf. référence [29]).  $R_i$  (avec  $i = 1$  ou  $2$ ) et  $R$  correspondent respectivement aux rayons de chaque noyau de la voie d'entrée et à celui du noyau composé.  $L = 2(R_1 + R_2) + s$  représente la longueur totale du système composite incluant le diamètre de chaque noyau ainsi qu'un paramètre libre  $s$  permettant de prendre en compte la séparation entre les surfaces. Ce dernier est compris entre 0, le point de contact des demi-densités, et 3 fm correspondant à la longueur de séparation à laquelle les nucléons situés à la surface de Fermi de chaque noyau commencent à interagir. La modification de la valeur de  $s$  revient à ajuster la hauteur de la deuxième barrière à franchir.

Swiatecki *et al.* se limitent à  $P_{form}(L = 0)$ , correspondant au terme dominant pour le calcul des probabilités de formation. Nous avons donc étendu leur modèle afin de tenir compte du moment angulaire. Il est donc nécessaire pour cela de redéfinir la hauteur de la barrière de la manière suivante :

$$B \rightarrow B + \frac{L_{st}^2}{2I} - \frac{L_{st}^2}{2\mu(R_{1/2} + s)^2}, \quad (1.44)$$

où  $I$  correspond au moment d'inertie au sommet de la barrière qui est supposé valoir  $\frac{2mR^2}{5}$  (noyau sphérique indéformable), avec  $R$  le rayon du noyau composé.  $R_{1/2}$  correspond au point de contact défini par les demi-densités. L'hypothèse de la sphéricité des noyaux au point selle conditionnel est justifiée par le fait que seuls des noyaux superlourds sont considérés (grande fissilité). Par contre, pour des noyaux plus légers, présentant un point selle plus éloigné de la déformation nulle, le moment d'inertie est sous-estimé. Pour être

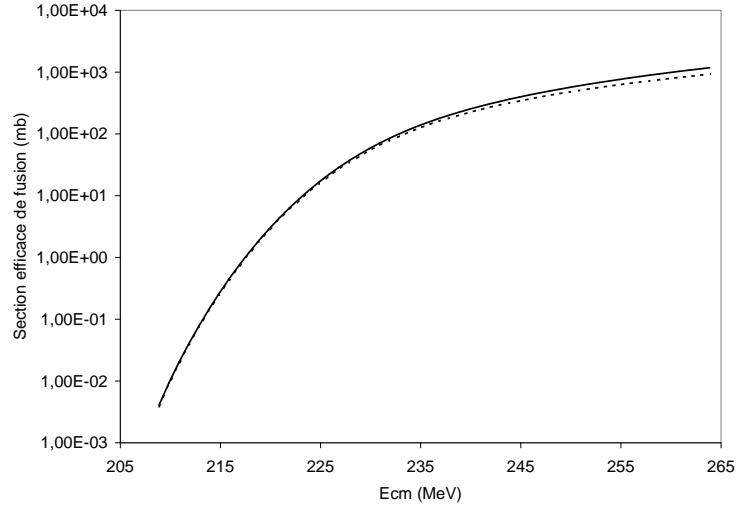


FIG. 1.9 – La courbe en trait plein correspond aux sections efficaces de fusion calculées en utilisant pour la probabilité de formation  $P_{form}(L = 0)$  seulement, et la courbe en pointillés avec  $P_{form}(L)$ , en accord avec la description de l'équation (1.45). La probabilité de capture provient de l'approche empirique de Swiatecki.

cohérent avec l'hypothèse que l'énergie cinétique initiale est complètement thermalisée, le moment angulaire doit avoir atteint sa limite de capture [49, 50] :  $L_{st} = \frac{5}{7}L_0$ , où  $L_0$  correspond au moment angulaire initial. Bien entendu, cette limite correspond à la valeur maximum atteint par le moment angulaire, dans le cas où aucun roulement n'est introduit entre les deux noyaux. Sinon, un transfert a lieu de l'énergie cinétique vers l'énergie de rotation du composite.

Comme le montre la Figure 1.9, l'introduction de la dépendance en moment angulaire dans la probabilité de formation diminue la section efficace de fusion :

$$\sum_L (2L + 1) T_L^{cap}(E_{cm}) P_{form}(L) < \left[ \sum_L (2L + 1) T_L^{cap}(E_{cm}) \right] P_{form}(L = 0). \quad (1.45)$$

Il faut noter cependant que cette diminution n'est visible qu'à haute énergie et reste toujours relativement faible.

### 1.2.2.2 Approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.)

Le modèle que nous utilisons [32] pour calculer les probabilités de formation repose sur la résolution d'une équation de Langevin multi-dimensionnelle, identique à celle utilisée

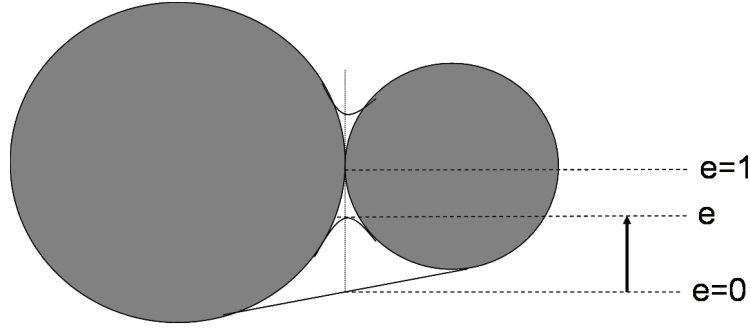


FIG. 1.10 – La paramétrisation du col, utilisée dans l’approche Langevin multi-dimensionnelle, est effectuée en utilisant une connexion de surface quadratique entre les deux noyaux. Au point de contact des demi-sphères,  $\epsilon = 1$ , alors que lorsque les surfaces des noyaux sont connectées par une droite,  $\epsilon = 0$ .

pour l’étude du phénomène de fission [58, 59], prenant en compte les trois degrés de libertés cités dans la section précédente (élongation, asymétrie de masse et taille du col), mais définis différemment. L’évolution de la forme du système est donc étudiée dynamiquement grâce à l’équation de Langevin suivante :

$$\frac{dp_i}{dt} = \frac{\partial U^L}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q_i} (m^{-1})_{jk} p_j p_k - \gamma_{ij} (m^{-1})_{jk} p_k + g_{ij} R_j(t), \quad (1.46)$$

où la somme sur les indices  $i$  et  $j$  est implicite.  $m_{ij}$  correspond au tenseur de masse évalué à partir de l’approximation hydrodynamique de Werner-Wheeler [60] et  $U^L$  au potentiel macroscopique de type goutte liquide utilisant la même paramétrisation que le *Two Center Shell Model* [61] auquel est ajouté la contribution rotationnelle. La force aléatoire  $R_j(t)$  est supposée gaussienne et son intensité est gouvernée par le tenseur  $g_{ij}$ , relié au tenseur de friction  $\gamma_{ij}$  par le théorème Fluctuation-Dissipation généralisé,

$$\sum_k g_{ik} g_{jk} = \gamma_{ij} T^L, \quad (1.47)$$

où  $T^L$  correspond à la température du bain thermique. Le tenseur de friction est évalué grâce à la formule du *Wall-and-Windows* [62].

Sur la Figure 1.10 est reportée la paramétrisation du col dans l’approche Langevin multi-dimensionnelle. Lorsque les surfaces des deux noyaux sont connectées par une droite,  $\epsilon = 0$ , alors qu’au point de contact des demi-sphères,  $\epsilon = 1$ . L’évolution du col entre les deux noyaux au cours de l’évolution vers la fusion est totalement inconnue. Nous avons

donc supposé que ce paramètre est fixe tout au long de ce processus. Le système évolue dans une carte de potentiel à deux dimensions dépendant de l'élongation et de l'asymétrie de masse. Cette hypothèse est justifiée par le fait que le degré de liberté lié à la taille du col se thermalise très rapidement comparé aux deux autres. Considérons l'évolution du col seule,

$$\ddot{\epsilon} + \beta_\epsilon \dot{\epsilon} - \frac{f_\epsilon}{m_\epsilon} = \sqrt{\frac{2\beta_\epsilon T}{m_\epsilon}} R_\epsilon(t) \quad (1.48)$$

où la masse  $m_\epsilon$  et la friction réduite  $\beta_\epsilon$  sont pris au point de contact. La force  $f_\epsilon = -\partial U/\partial \epsilon$  est supposée constante. La force aléatoire  $r_\epsilon(t)$  est supposée gaussienne et ses deux premiers moments obéissent aux conditions suivantes :

$$\langle R_\epsilon(t) \rangle = 0, \quad \langle R_\epsilon(t) R_\epsilon(t') \rangle = \delta(t - t'). \quad (1.49)$$

En prenant comme conditions initiales  $\epsilon(0) = 1, 0$  et  $\dot{\epsilon}(0) = 0$ , la valeur moyenne de  $\epsilon$  s'exprime,

$$\langle \epsilon(t) \rangle = \epsilon(0) + \frac{f_\epsilon}{m_\epsilon \beta_\epsilon} \left\{ t - \frac{1}{\beta_\epsilon} [1 - \exp(-\beta_\epsilon t)] \right\} \approx \epsilon(0) + \frac{f_\epsilon}{m_\epsilon \beta_\epsilon} t, \quad (1.50)$$

et la variance,

$$\sigma_\epsilon^2(t) = \frac{2T}{m_\epsilon \beta_\epsilon} \left[ t - \frac{3}{2\beta_\epsilon} + \frac{2}{\beta_\epsilon} \exp(-\beta_\epsilon t) - \frac{1}{2\beta_\epsilon} \exp(-2\beta_\epsilon t) \right] \simeq \frac{2T}{m_\epsilon \beta_\epsilon} t. \quad (1.51)$$

Dans ces deux dernières équations, le temps caractéristique du processus de formation est supposé grand devant celui gouvernant l'évolution du col,  $\beta_\epsilon t \gg 1$ . En prenant des valeurs typiques,  $f_\epsilon \simeq 30$  MeV,  $\gamma_\epsilon \simeq 0,5 \hbar$  et  $T \simeq 0,5$  MeV, nous trouvons que le degré de liberté associé à la taille du col a le temps de se thermaliser complètement durant la phase de formation, avec une valeur moyenne autour de  $\langle \epsilon(t) \rangle \approx 0,1$ . Les travaux sur l'influence de cette variable de col n'étant pas terminés, il sera considéré comme un paramètre libre dans cette étude.

### 1.2.2.3 Comparaison des deux approches

Les deux approches sont semblables et dérivent d'une équation de Langevin. Elles devraient donc fournir les mêmes probabilités de formation. Mais, des hypothèses ainsi que les paramètres physiques ne sont pas identiques. Le modèle de Swiatecki *et al.* repose sur l'hypothèse sur-critique et suppose une complète dissipation de l'énergie cinétique

lors du passage de la barrière coulombienne. Cette hypothèse est vérifiée dans le cas des noyaux superlourds, mais est douteuse pour la fusion de systèmes plus légers. Suivant l'approche Langevin multi-dimensionnelle, bien que la phase de fusion soit décomposée en deux étapes, une connexion est établie avec les résultats de la phase d'approche. Grâce à cela, aucune hypothèse sur l'énergie cinétique initiale n'est effectuée lors de la phase de formation et l'ensemble des régimes de friction sont considérés. L'approche Langevin multi-dimensionnelle comporte un seul paramètre libre, la taille du col. Il convient de noter ici que les calculs ont été fournis par C.W. Shen [63].

système	$R_{1/2}$	$R_{1/2} + s$ ( $s = 1, 6$ fm)	$R_B$
${}^{58}_{28}\text{Ni} + {}^{238}_{92}\text{U}$	11,63	13,23	12,79
${}^{58}_{26}\text{Fe} + {}^{208}_{82}\text{Pb}$	11,31	12,91	12,44
${}^{40}_{18}\text{Ar} + {}^{77}_{34}\text{Se}$	8,86	10,46	9,75

TAB. 1.3 – Distance relative entre les deux centres (unité : fm)

Suivant l'approche de Swiatecki *et al.*, une ambiguïté subsiste sur la validité du paramètre  $s$  initial. Le point de contact défini par les demi-densités est évalué à  $R_{1/2} = 1,155(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  fm. Cela correspond au cas où  $s = 0$ . La barrière coulombienne est située à  $R_B = 1,27(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  fm. Nous avons reporté dans le Tableau 1.3, les valeurs correspondantes pour différents systèmes. Nous pouvons remarquer que le point de contact défini par les demi-densités est bien inférieur à la position de la barrière coulombienne. Par contre, lorsque le paramètre libre  $s$  choisi pour ajuster les calculs aux données vaut 1,6 fm [29], le point de contact est au-delà de la position de la barrière coulombienne  $R_B$ . Ceci est probablement dû au fait qu'aucune dissipation n'est prise en compte lors de la phase d'approche, et qu'il est donc nécessaire d'ajuster la position du point de contact pour compenser cet effet. Il a été observé au cours de simulations de type champ moyen [64] que lors de la formation du col, une oscillation de grande amplitude a lieu au point de contact où le système tend à se séparer avant de fusionner. Il n'est donc peut être pas si irréaliste de choisir un point de contact plus large que celui défini par les demi-densités, mais peut-être pas aussi grand que celui de Swiatecki *et al.*

### 1.2.3 Les différents modèles utilisés pour les noyaux superlourds

Lors de la comparaison aux données obtenues pour les noyaux superlourds (cf. Chapitre 3), trois modèles de fusion seront comparés :

1. Celui proposé par Swiatecki *et al.* consistant en une probabilité de capture obtenue à l'aide de l'approche empirique de Swiatecki (A.E.S.) (cf. Section 1.2.1.1) et une probabilité de formation du noyau composé provenant de l'approche Langevin analytique (A.L.A.) (cf. Section 1.2.2.1).
2. Le *Two Step Model* (T.S.M.) [32, 38, 39, 40] utilisera quant à lui le *Surface Friction Model* (S.F.M.) (cf. Section 1.2.1.2) pour calculer les probabilités de capture et l'approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.) (cf. Section 1.2.2.2) pour celles de formation du noyau composé.
3. Enfin, un modèle hybride prendra en compte des probabilités de capture provenant de l'approche empirique de Swiatecki (A.E.S.) (cf. Section 1.2.1.1) et des probabilités de formation de noyau composé obtenue grâce à l'approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.) (cf. Section 1.2.2.2).

## 1.3 Conclusion

Même si actuellement l'origine du phénomène d'entrave à la fusion (*fusion hindrance*) est communément admise et bien comprise, il n'existe pas de modèle théorique satisfaisant permettant de prédire avec certitude son amplitude qui dépend de la viscosité. Il est nécessaire de décomposer le processus de fusion pour les noyaux superlourds en deux étapes avec une phase d'approche, caractérisée par le passage de la barrière coulombienne et une phase de formation du noyau composé, caractérisée par le passage de la barrière de fusion. Différents modèles ont été présentés dans ce chapitre permettant de calculer les probabilités associées à chaque passage de barrière. Nous avons souligné que pour la phase d'approche, l'approche empirique de Swiatecki (A.E.S.) ne prend en compte aucune dissipation, contrairement au *Surface Friction Model*. Il est important de noter également que ces deux approches possèdent des paramètres qui ont été ajustés aux données. Pour la phase de formation du noyau composé, deux approches de type Langevin ont été présentées. La différence majeure entre ces deux modèles réside dans le fait que l'approche Langevin analytique (A.L.A.) suppose un régime sur-critique, alors que l'approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.) résout numériquement à partir d'une carte de potentiel multi-dimensionnelle le passage de la barrière de fusion sans aucune hypothèse sur le régime de friction. Ces deux approches possèdent des paramètres libres,  $s$  pour l'approche Langevin analytique (A.L.A.) et  $\epsilon$  pour l'approche Langevin multi-dimensionnelle (A.L.M.), permettant d'ajuster leurs résultats aux données. La stratégie adoptée dans ce travail consiste à valider d'abord le modèle de désexcitation afin d'obtenir, espérons-le, des contraintes sur les modèles de fusion.





# Chapitre 2

## La phase de désexcitation du noyau composé : Kewpie2

En ce qui concerne la phase de désexcitation, nous avons développé un code nommé Kewpie2 [65], qui est une version corrigée et améliorée de Kewpie [66]. Ce dernier présentait des erreurs aussi bien d'un point de vue numérique que théorique. Un travail de remise au point a été effectué qui a conduit à la réécriture complète du code en C++. De plus, une étude de sensibilité a été effectuée sur l'ensemble des paramètres physiques qui seront présentés dans ce chapitre, pour bien avoir à l'esprit l'effet de chacun d'eux sur les calculs. Cette étude est particulièrement importante pour la région des noyaux superlourds, où peu de variables physiques sont connues avec précision. Dans cette région, il est nécessaire d'extrapoler à partir des noyaux stables, et c'est la raison pour laquelle cette étude de sensibilité prendra toute son importance par la suite pour réduire les ambiguïtés.

En accord avec l'approximation de Bohr [10], qui stipule que le noyau composé ne garde aucune mémoire de l'état de la voie d'entrée, les phases de fusion et de désexcitation du noyau composé ont été dissociées. Les sections efficaces de formation d'un résidu à une énergie donnée  $E_{CM}$  dans le centre de masse, par évaporation de particules légères, s'exprime :

$$\sigma_{res}(E_{CM}) = \pi\lambda^2 \sum_{L=0}^{\infty} P_{fus}(E_{CM}, L)P_{surv}(E_{CM}, L), \quad (2.1)$$

où  $L$  correspond au moment angulaire total. Cette formule a donc été discrétisée selon chaque onde partielle. Les modèles théoriques permettant de calculer les probabilités de fusion  $P_{fus}(E_{CM}, L)$  ont été décrits dans le Chapitre 1. Le but de Kewpie2 est de traiter la phase de désexcitation du noyau composé et de calculer la probabilité de survie  $P_{surv}(E_{CM}, L)$ . L'objet de ce chapitre est de décrire l'ensemble des paramètres physiques,

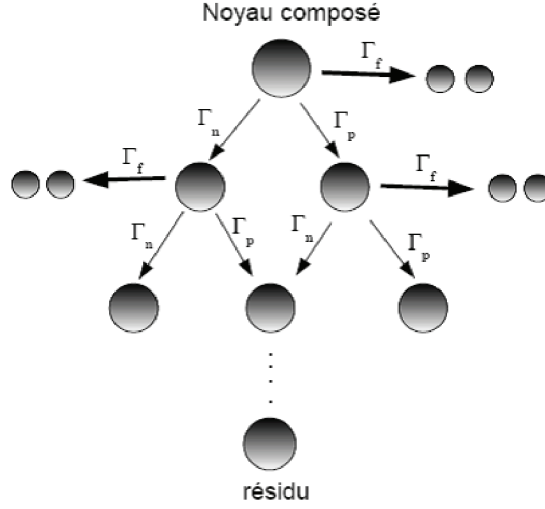


FIG. 2.1 – Schéma de désexcitation d'un noyau composé où seuls l'évaporation d'un neutron ( $\Gamma_n$ ), d'un proton ( $\Gamma_p$ ) et le processus de fission ( $\Gamma_f$ ) sont pris en compte.

ainsi que les méthodes théoriques, permettant d'avoir accès à cette probabilité. Pour Kewpie2, les sections efficaces de fusion, obtenues pour chaque onde partielle, ne sont que des paramètres d'entrée permettant de normaliser les calculs et de les comparer aux données. La probabilité de survie  $P_{surv}(E_{CM}, L)$  est proportionnelle au rapport entre la probabilité du processus permettant de synthétiser le résidu recherché à la somme des probabilités de tous les différents modes de désintégrations possibles. Par exemple, pour les noyaux superlourds produits par fusion froide, où seul le canal d'évaporation  $1n$  nous intéresse,

$$P_{surv}^{1n}(E_{CM}, J) \propto \frac{\Gamma_0^n(E_{CM}, L)}{\Gamma_0^{tot}(E_{CM}, L)}, \quad (2.2)$$

où l'indice 0 correspond au noyau composé possédant une largeur d'évaporation neutron  $\Gamma_0^n(E_{CM}, L)$  et la somme des probabilités de l'ensemble des modes de désintégrations  $\Gamma_0^{tot}(E_{CM}, L)$ . Cette formule utilise le signe de proportionnalité puisqu'un préfacteur est nécessaire pour tenir compte de la désexcitation des canaux supérieurs aux différents seuils d'émission (énergie de liaison de particules légères ou barrière de fission) pour le noyau fils. Bien entendu, cette formule peut être généralisée à l'émission de plusieurs particules :

$$P_{surv}^x(E_{CM}, L) \propto \prod_{i=0}^x \frac{\Gamma_i(E_{CM}, L)}{\Gamma_i^{tot}(E_{CM}, L)}, \quad (2.3)$$

où, comme précédemment,  $i$  correspond à l'indice sur un des noyaux de la cascade, menant

au résidu étudié, possédant une largeur d'émission de particule légères  $\Gamma_i(E_{CM}, L)$  et la somme des probabilités de l'ensemble des modes de désintégrations  $\Gamma_i^{tot}(E_{CM}, L)$ .

Un code statistique traitant la désexcitation d'un noyau composé doit prendre en compte une cascade de noyaux (cf. Figure 2.1), avec au sommet de celle-ci le noyau composé. Au cours de sa désexcitation, il va évaporer des particules légères (comme des neutrons, des protons et des alphas), fissionner et émettre du rayonnement gamma. Bien entendu, d'autres particules peuvent être évaporées par le noyau composé, suivant les conditions initiales (énergie d'excitation, moment angulaire total, région de masse...). Mais, ce sont les seuls processus que nous prendrons en compte par la suite dû à leur très forte probabilité par rapport aux autres types d'évaporations. Si nous revenons à la description de la Figure 2.1, par évaporation de particules légères, le noyau composé va former des noyaux fils ayant une énergie d'excitation plus faible. C'est la compétition entre les différentes désintégrations possibles qui détermine la probabilité de formation d'un résidu donné. Un processus sera plus ou moins favorisé suivant le noyau, son énergie, son moment angulaire... Par exemple, dans la région des noyaux superlourds, le processus de fission est dominant par rapport aux autres, dû au simple fait que la barrière de fission est relativement faible comparée aux barrières des autres processus. Dans une région riche en neutron, il sera très facile à un noyau composé d'évaporer un neutron plutôt qu'un proton, et vice versa... Les noyaux fils, ainsi formés, peuvent se trouver dans des états excités et, pour se refroidir, vont également se désintégrer. Ces derniers deviennent alors noyaux pères ou évaporent des particules légères, fissionnent et émettent du rayonnement gamma. Une cascade de désexcitation se forme jusqu'à la formation de résidus d'évaporation.

Nous allons dans un premier temps détailler les formalismes statistiques permettant de calculer ces différentes probabilités, ainsi que leurs variables physiques intrinsèques. Puis, dans un deuxième temps, nous étudierons les paramètres physiques communs à l'ensemble de ces formalismes. La sensibilité de ces différents paramètres sera également étudiée.

## 2.1 Les formalismes statistiques

Les formalismes statistiques utilisés pour traiter la phase de désexcitation reposent sur l'hypothèse que le système étudié est en équilibre thermodynamique. De plus, l'ensemble des microétats du système sont considérés accessibles avec la même probabilité (hypothèse microcanonique). Ces deux hypothèses impliquent que la probabilité pour que le système

se trouve à un microétat particulier est  $p = \frac{1}{\Omega}$ , où  $\Omega$  est le nombre de microétats. Le point important des formalismes statistiques réside dans le fait que la probabilité de désintégration selon un canal donné est proportionnelle au nombre d'états accessibles dans le noyau résiduel. Mais nous devons garder à l'esprit que les modèles statistiques décrivent seulement en moyenne la distribution qui nous intéresse.

La procédure qui va être suivie par la suite pour décrire la désexcitation d'un noyau donné, sera de considérer pour chaque mode de désintégration, la probabilité de transition d'un état initial, avec une énergie d'excitation  $E_i$  et un moment angulaire total  $J_i$  donnés, vers un état final  $E_f$  et  $J_f$ . Pour faciliter la compréhension et utiliser la même notation tout au long de la description des différents formalismes, nous allons partir de la réaction générale suivante :



où  $a$  et  $A$  représentent les deux noyaux lourds qui vont fusionner pour former le noyau composé  $C$ . Ce dernier va se désexciter en émettant une particule  $b$  et former le noyau résiduel  $B$ . L'ensemble des lettres, servant à définir les différents noyaux ou particules de la réaction ci-dessus, seront utilisées comme indice pour l'ensemble des variables physiques (masses, énergie d'excitation, énergie cinétique, moment angulaire ...). Par exemple, lorsque nous parlerons de la masse de la particule  $b$ , celle-ci sera notée  $m_b$ ...

Nous allons maintenant passer en revue les différents formalismes pour chaque type de désintégration pris en compte et leurs paramètres associés.

### 2.1.1 La largeur d'évaporation de particules légères

Deux formalismes statistiques existent pour calculer la largeur d'évaporation d'une particule, celui de Weisskopf [67] et de Hauser-Feshbach [68]. Le premier peut être expliqué essentiellement avec les notions de physique statistique classique et quelques considérations géométriques. Alors que le deuxième formalisme repose sur la notion de coefficient de transmission et donc sur l'utilisation d'un potentiel optique permettant de prendre en compte plus proprement le moment angulaire et le passage au niveau de la barrière (centrifuge, coulombienne...). La raison pour laquelle ces deux formalismes ont été introduits dans Kewpie2, vient du fait que la prise en compte du moment angulaire nécessitera parfois des temps de calcul élevés. Par exemple, lors de l'étude dynamique de la cascade, nous aurons besoin d'étendre nos calculs jusqu'à des énergies d'excitation très importantes. Un grand nombre de canaux de désexcitation seront alors pris en compte qui, combiné avec

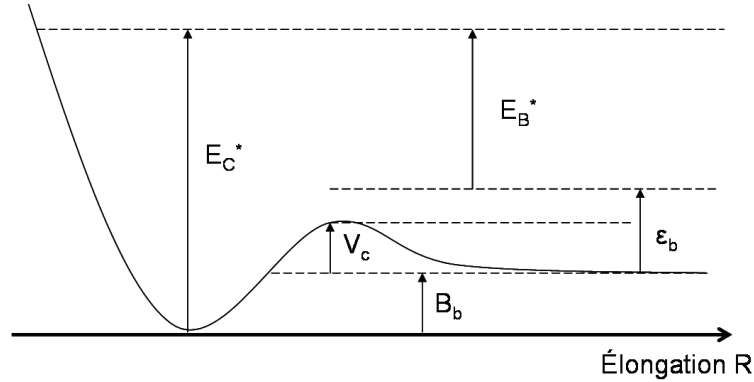


FIG. 2.2 – Représentation schématique du potentiel en fonction de l'élongation pour le processus d'évaporation d'une particule légère.  $B_b$  correspond à l'énergie de liaison de la particule émise avec une énergie cinétique  $\epsilon_b$ .  $V_c$  est la barrière coulombienne.  $E_C^*$  et  $E_B^*$  représentent respectivement les énergies d'excitation du noyau père et du noyau fils.

le formalisme de Hauser-Feshbach, nécessitera des temps de calculs astronomiques.

Sur la Figure 2.2 est reportée une représentation schématique de l'évolution du potentiel en fonction de l'élongation pour le processus d'évaporation d'une particule légère, ainsi que les variables physiques nécessaires à sa description. Nous allons maintenant détailler le formalisme de Weisskopf, pour bien avoir à l'esprit l'ensemble des hypothèses utilisées pour l'obtenir.

### 2.1.1.1 Weisskopf

Le formalisme de Weisskopf est basé sur le principe de la balance détaillée et sur la réaction inverse  $b + B \rightarrow C$ . Si le système est considéré en équilibre thermodynamique, la probabilité de décroissance par unité de temps  $W_{C \rightarrow bB}$  est donné par :

$$\Delta t W_{C \rightarrow bB} = \frac{\Omega_{C \rightarrow bB}(\Delta t)}{\Omega_C(E_C^*)} = \frac{\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)}{\rho_C(E_C^*)}, \quad (2.5)$$

où  $\Omega_{C \rightarrow bB}(\Delta t)$  et  $\Omega_C(E_C^*)$  représentent respectivement le nombre de microétats du noyau composé qui ont déchu pendant le temps  $\Delta t$  vers la paire particule-noyau résiduel (b,B), et le nombre total de microétats du noyau composé à une énergie d'excitation  $E_C^*$ . Dans l'équation (2.5), une première hypothèse a été faite pour le passage entre le membre du milieu et celui de droite où la distribution de densité d'états est supposée continue ( $\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)$  et  $\rho_C(E_C^*)$ ) et non plus discrète ( $\Omega_{C \rightarrow bB}(\Delta t)$  et  $\Omega_C(E_C^*)$ ). Ceci sera d'autant plus vrai pour des noyaux de plus en plus massifs et/ou des énergies d'excitation élevées.

La relation entre la probabilité de décroissance par unité de temps  $W_{C \rightarrow bB}$  et la largeur de décroissance est donnée par :

$$W_{C \rightarrow bB} = \frac{\Gamma_{C \rightarrow bB}}{\hbar}. \quad (2.6)$$

Il est maintenant nécessaire d'exprimer la densité d'états  $\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)$ . Pour cela, un nouvel ensemble de densité d'états défini pour la paire  $(b, B)$  est créé ( $\rho_{bB}$ ), contraint par un volume  $V$ . La densité d'états  $\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)$  n'est donc qu'un sous-ensemble de  $\rho_{bB}$ . En multipliant le numérateur et le dénominateur de l'équation (2.5) par  $\rho_{bB}$ , le quotient  $\frac{\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)}{\rho_{bB}}$  apparaît et représente la probabilité de microétats contenus dans l'ensemble  $\rho_{bB}$  qui ont décréus du noyau composé vers la paire  $(b, B)$ . Ou, en utilisant le principe de renversement du temps, cela revient à considérer les microétats de la paire  $(b, B)$  de l'ensemble  $\rho_{bB}$  qui contribuent à la formation du noyau composé  $C$ . Cette quantité pourra être déterminée grâce à des considérations de physique statistique. Pour une particule à une distance  $r_{bB}$  du centre de  $B$ , la probabilité qu'il y ait formation d'un noyau composé est :

$$p(r_{bB}) = \frac{\sigma_{bB}}{4\pi r_{bB}^2}, \quad (2.7)$$

où  $\sigma_{bB}$  est la section efficace de la réaction inverse  $b+B \rightarrow C$ . La valeur moyenne de  $p(r_{bB})$  correspond à la fraction de microétats requis dû au simple fait que la distribution en vitesse des particules dans un volume fixé  $V$  est supposée aléatoire. Pendant un intervalle de temps  $\Delta t$ , seules les particules se trouvant à une distance  $r_{bB}$  inférieure à  $v_b \Delta t$  contribueront à la formation du noyau composé,

$$\langle p \rangle = \frac{1}{V} \int_{r_{bB}=0}^{v_b \Delta t} p(r_{bB}) 4\pi r_{bB}^2 dr_{bB}, \quad (2.8)$$

$$= \frac{\sigma_{bB} v_b \Delta t}{V} = \frac{\rho_{C \rightarrow bB}(\Delta t)}{\rho_{bB}}. \quad (2.9)$$

L'équation (2.5) devient,

$$W_{C \rightarrow bB} = \frac{1}{\rho_C(E_C^*)} \frac{\sigma_{bB} v_b}{V} \rho_{bB}. \quad (2.10)$$

$\rho_{bB}$  doit être évalué et pour cela, il est nécessaire de faire apparaître la densité de niveaux du noyau résiduel  $\rho_B$ . La particule  $b$  est supposée être émise dans son état fondamental avec un spin  $s_b$ . De plus, le noyau résiduel  $B$  est supposé assez massif pour être considéré au repos et situé au centre du volume  $V$  (hypothèse que le noyau résiduel ne possède pas d'énergie de recul). La densité d'états de la particule  $b$  équivaut donc à celle d'une

particule libre, qui pour une particule de masse  $m_b$  et d'énergie cinétique  $\epsilon_b$  vaut :

$$\rho_b(\epsilon_b) = \frac{g_b V (2\pi m_b)^{\frac{2}{3}} \epsilon_b^{\frac{1}{2}}}{h^3 \Gamma(\frac{3}{2})}, \quad (2.11)$$

où  $g_b = 2s_b + 1$  est le terme de dégénérescence lié au moment cinétique de spin, et  $\Gamma(\frac{3}{2}) = \frac{\sqrt{2}}{2}$ . La densité d'états  $\rho_{bB}$  correspond à la convolution des densités d'états des deux partenaires pris séparément,

$$\rho_{bB} = \int_0^{E_{bB}} \int_0^{E_{bB}} \rho_b(\epsilon_b) \rho_B(E_B^*) \delta(\epsilon_b + E_B^* - E_{bB}) d\epsilon_b dE_B^* \quad (2.12)$$

$$= \int_0^{E_{bB}} \rho_b(\epsilon_b) \rho_B(E_{bB} - \epsilon_b) d\epsilon_b, \quad (2.13)$$

où  $E_{bB} = \epsilon_b + E_B^*$ .  $\rho_B(E_B^*)$  représente la densité de niveaux du noyau résiduel  $B$  pour une énergie d'excitation  $E_B^* = E_C^* - B_b$  donnée, avec  $B_b$  l'énergie de liaison de la particule  $b$  avec le noyau composé  $C$ . Pour une particule évaporée avec une énergie cinétique comprise dans l'intervalle  $[\epsilon_b, \epsilon_b + d\epsilon_b]$ , la probabilité de transition par unité de temps devient :

$$\frac{dW_{C \rightarrow bB}}{d\epsilon_b} d\epsilon_b = \frac{1}{\hbar} \frac{d\Gamma_b}{d\epsilon_b} d\epsilon_b = \frac{\sigma_{bB}}{V \rho_C(E_C^*)} \left(\frac{2\epsilon_b}{m_b}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{d\rho_{bB}}{d\epsilon_b} d\epsilon_b. \quad (2.14)$$

$$= \frac{\sigma_{bB} 8\pi g_b m_b}{h^3} \frac{\rho_B(E_{bB} - \epsilon_b)}{\rho_C(E_C^*)} \epsilon_b d\epsilon_b. \quad (2.15)$$

La largeur de désexcitation qui sera utilisée par la suite prend donc la forme suivante [69] :

$$\Gamma_b = \frac{(2s_b + 1)\mu_b}{\pi^2 \hbar^2 \rho_C(E_C^*)} \int_0^{E_C^* - B_b} \sigma_{inv}^b(\epsilon_b) \rho_B(E_B^*) \epsilon_b d\epsilon_b, \quad (2.16)$$

où  $\mu_b$  est la masse réduite de la paire  $(b, B)$ . Pour obtenir l'équation (2.16), un changement de repère a été effectué et le système est maintenant étudié dans le centre de masse. C'est la raison pour laquelle, la masse réduite  $\mu_b$  a remplacé la masse  $m_b$  de la particule  $b$ . De même pour  $\epsilon_b$  qui ne représente plus l'énergie cinétique de la particule  $b$ , mais l'énergie cinétique relative entre la particule  $b$  et le noyau résiduel  $B$ . L'énergie de liaison  $B_b$  est déterminée par :

$$B_b = (m_b + m_B - m_C) c^2 \quad (2.17)$$

où  $m_C$ ,  $m_b$  et  $m_B$  sont respectivement les excès de masses du noyau composé, de la particule évaporée et du noyau résiduel, obtenus à partir de la table de Møller et Nix [7]. La variable  $\sigma_{inv}^b$  correspond à la section efficace inverse de réaction pour la particule



$b$  considérée. Généralement cette quantité est extraite des expériences ou des modèles de fusion, bien que dans le cas qui nous concerne, il s'agisse de la capture par un état excité. Suivant la particule prise en compte, nous avons retenu pour cette variable les paramétrisations suivantes :

1. Dans le cas d'un neutron [70] :

$$\sigma_{inv}^n(\epsilon_b) = \alpha \left(1 + \frac{\beta}{\epsilon_b}\right) \pi R^2, \quad (2.18)$$

avec  $\alpha = 0,76 + 1,93A^{-\frac{1}{3}}$ ,  $\alpha\beta = 1,66A^{-\frac{2}{3}} - 0,05$  et  $R = 1,7A^{\frac{1}{3}}$  fm.

2. Dans le cas d'une particule chargée [71] :

$$\sigma_{inv}^{p,\alpha}(\epsilon_b) = \pi R^2 \left(1 - \frac{V_b}{\epsilon_b}\right), \quad (2.19)$$

avec  $R = r_o A^{\frac{1}{3}} + R_b$ ,  $r_o = 1,42$  fm et  $V_b = \frac{Z_i Z_e e^2}{r_e A^{\frac{1}{3}} + R_b}$ .

(a) Pour un proton :  $R_b = 1,44$  fm,  $r_e = 1,81$  fm.

(b) Pour un alpha :  $R_b = 2,53$  fm,  $r_e = 2,452 - 0,408 \log_{10}(2Z)$  fm.

Pour l'ensemble des cas,  $A$  et  $Z$  représentent le nombre de masse et la charge associés au noyau fils. Nous pouvons remarquer que pour les particules chargées, seules les sections efficaces géométriques ont été prises en compte, auxquelles un facteur correctif tenant compte de la barrière coulombienne a été inclus. Cela signifie que nous avons effectué une approximation classique, qui revient à considérer le noyau comme un corps noir, absorbant toute particule, lorsque son énergie cinétique est supérieure à la barrière coulombienne.

### 2.1.1.2 Hauser-Feshbach

Le principe de ce formalisme repose sur l'implémentation de la dépendance en moment angulaire de la probabilité d'émission de particules légères, ainsi que du passage sous barrière. Pour cela, un traitement quantique est nécessaire pour obtenir la largeur d'évaporation, ainsi qu'une densité de niveaux dépendante du moment angulaire. L'ensemble de la dérivation de la formule est décrite en détail dans la référence [16], mais une erreur est présente à la fin de la démonstration. Or dans la première version de Kewpie, c'est cette formule erronée qui était utilisée, ce qui a conduit à l'utilisation de valeurs plutôt irréalistes pour certains paramètres libres, comme celui lié à la friction [66] ( $\beta = 5.10^{20} \text{ s}^{-1}$ ) pour augmenter la probabilité de fission. La bonne formulation de la

largeur d'évaporation est :

$$\Gamma_{\{C;J;E_C^*\} \rightarrow \{b;S_B\}}^J = \frac{1}{2\pi\rho_C(E_C^*; J)} \sum_{S_B} \int_0^{E_C^* - B_b} d\epsilon_b \rho_B(E_C^* - B_b - \epsilon_b; S_B) \sum_{j_b=|J-S_B|}^{J+S_B} \sum_{l_b=|j_b-S_b|}^{j_b+S_b} T_{l_b}(b; \epsilon_b). \quad (2.20)$$

Pour le noyau résiduel, seul le moment cinétique de spin  $S_B$  est pris en compte. Alors que pour la particule émise, le moment angulaire orbital  $l_b$  et le moment cinétique de spin  $S_b$  sont inclus, d'où le couplage des deux pour donner le moment angulaire total  $\vec{j}_b = \vec{l}_b + \vec{S}_b$ . Un coefficient de transmission  $T_{l_b}(b; \epsilon_b)$  est utilisé et ne dépend ici que du moment angulaire orbital de la particule émise et de son énergie cinétique. Le coefficient de transmission prend en compte les effets coulombien  $V_C$ , centrifuge  $V_L$  et nucléaire  $V_N$ , entre la particule émise et le noyau résiduel. Le rôle de ce coefficient de transmission est de calculer la probabilité de former un noyau composé lors de la réaction inverse  $b + B \rightarrow C$ , en tenant compte de l'ensemble des effets physiques entre les deux partenaires cités précédemment.

Dans la formule de Hauser-Feshbach, deux sommes sont présentes, une sur le moment angulaire total de la particule  $b$  et l'autre seulement sur son moment angulaire orbital. Pour chaque valeur prise par les indices de ces sommes, le coefficient de transmission doit être calculé et nécessite l'intégration de l'équation de Schrödinger,

$$\left( \frac{d}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar} [V_C(r) + V_N(r)] \right) \Psi(r) = E_{CM} \Psi(r), \quad (2.21)$$

à partir de  $r = 0$  jusqu'à l'infini, pour pouvoir exploiter les propriétés asymptotiques de la fonction d'onde.  $E_{CM}$  est l'énergie du centre de masse du système. A une distance  $r_{asympt}$  assez importante (où le potentiel nucléaire n'a plus d'effet), la matrice de diffusion  $S_l$  peut être calculée et on peut en déduire la valeur du coefficient de transmission grâce à la relation suivante :

$$T_l = 1 - |S_l|^2. \quad (2.22)$$

Pour intégrer l'équation de Schrödinger, la méthode de Noumerov [72] est utilisée. A l'infini, pour un moment angulaire  $l$  donné, la solution général de l'asymptote de l'équation de Schrödinger est de la forme :

$$\Psi(r) = H_l^{(-)}(\eta, kr) - S_l H_l^{(+)}(\eta, kr), \quad (2.23)$$

avec,

$$H_l^{(-)}(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) - iF_l(\eta, kr) \quad (2.24)$$

$$H_l^{(+)}(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr), \quad (2.25)$$

où  $\eta = \frac{Z_B Z_b}{137} \sqrt{\frac{\mu}{2E_{CM}}}$  est le paramètre de Sommerfeld, et  $k$  le nombre d'onde associée à l'énergie de centre de masse  $E_{CM}$ .  $F_l(\eta, kr)$  et  $G_l(\eta, kr)$  sont respectivement les fonctions d'ondes coulombiennes régulières et irrégulières [73], obtenues grâce aux bibliothèques GSL [74]. En utilisant les valeurs de la fonction d'onde  $\Psi(r)$  à des distances  $r_1$  et  $r_0$  tel que  $r_1 > r_0 \gg 0$ , la matrice  $S_l$  est déterminée par :

$$S_l = \frac{H_l^{(-)}(\eta, kr_0)\Psi(r_1) - H_l^{(-)}(\eta, kr_1)\Psi(r_0)}{H_l^{(+)}(\eta, kr_0)\Psi(r_1) - H_l^{(+)}(\eta, kr_1)\Psi(r_0)}. \quad (2.26)$$

Le potentiel nucléaire de l'équation (2.21) correspond à un potentiel optique. Cela signifie que la matrice  $S_l$  présente une partie imaginaire correspondant à la probabilité de formation du noyau composé lors de la réaction inverse. La partie imaginaire du potentiel correspond à la partie absorbante de la réaction, simulant la capture par le noyau résiduel de la particule  $b$ . La partie réelle prend en compte la diffusion des deux partenaires. La forme générale du potentiel nucléaire est donc :

$$V_N(r) = U_N(r) + iW_N(r) \quad (2.27)$$

où  $U_N(r)$  et  $W_N(r)$  représentent respectivement la partie réelle et imaginaire du potentiel nucléaire selon la définition suivante :

$$U_N(r) = U_R f(r, r_R, a_R) + \frac{U_{SO} l_b \lambda_\pi^2}{r} \frac{df(r, r_{SO}, a_{SO})}{dr} \quad (2.28)$$

$$W_N(r) = -W_V f(r, r_V, a_V) + 4a_{SF} W_{SF} \frac{df(r, r_{SF}, a_{SF})}{dr}, \quad (2.29)$$

où  $\lambda_\pi = 2$  fm est la longueur d'onde du pion Compton. La variable  $l_b$ , présente dans l'équation 2.28, remplace le terme de couplage spin-orbite à cause de l'hypothèse de la dépendance uniquement en  $l_b$  du coefficient de transmission. Si le couplage spin-orbite avait été correctement pris en compte, deux termes devraient apparaître. Mais cela ne modifie pratiquement pas le calcul du coefficient de transmission. La variable  $f$  correspond

Paramètres	Neutron	Proton
$U_R$ (MeV)	$56,3 - 0,32E_{lab} - 24I$	$54 - 0,32E_{lab} + 0,4\frac{Z}{A^{\frac{1}{3}}} + 24I$
$r_R$ (fm)	1,17	1,17
$a_R$ (fm)	0,75	0,75
$U_{SO}$ (MeV)	6,2	6,2
$r_{SO}$ (fm)	1,01	1,01
$a_{SO}$ (fm)	0,75	0,75
$W_V$ (MeV)	$0,22E_{lab} - 1,56$	$0,22E_{lab} - 2,7$
$r_V$ (fm)	1,26	1,32
$a_V$ (fm)	0,58	$0,51 + 0,7I$
$W_{SF}$ (MeV)	$13 - 0,25E_{lab} - 12I$	$11,8 - 0,25E_{lab} + 12I$
$r_{SF}$ (fm)	1,26	1,32
$a_{SF}$ (fm)	0,58	$0,51 + 0,7I$

TAB. 2.1 – Tableau regroupant les paramètres du potentiel optique suivant la paramétrisation de Becchetti *et al.* [75]. Seuls les neutrons et les protons sont pris en compte.  $I = \frac{A-2Z}{A}$  est le paramètre d'isospin.

à une fonction de type Wood-Saxon,

$$f(r, r_i, a) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-r_i A^{\frac{1}{3}}}{a}\right)}. \quad (2.30)$$

Comme tout potentiel optique, l'ensemble de ces paramètres (cf. Tableau 2.1 pour les neutrons et les protons) ont été ajustés sur des données. Nous avons choisi ici la paramétrisation de Becchetti *et al.* [75], qui a pour domaine de validité,  $A > 40$  et  $E_{lab} < 50$  MeV sur lequel a été effectué l'ajustement des paramètres. De plus, cette paramétrisation prend en compte les effets liés à l'isospin. Un terme coulombien correctif  $(0,4\frac{Z}{A^{\frac{1}{3}}})$ , introduit initialement par Perey [76], a été inclus dans le terme  $U_R$  pour l'émission de proton.

De nombreuses paramétrisations existent pour les potentiels optiques, suivant les particules considérées, les régions de masse, l'énergie à laquelle se fait la réaction... Nous allons, dans la prochaine section, comparer le calcul du coefficient de transmission utilisant les paramètres précédents avec la paramétrisation de Varner [77], qui est du même type que celle de Becchetti *et al.*, mais dont l'étude est plus récente et possède un domaine de validité plus large :  $40 < A < 209$  et  $10 < E_{lab} < 65\text{MeV}$ .

Lors de la description du formalisme de Weisskopf, la possibilité d'émettre des particules alphas a été inclus. Il est donc nécessaire pour être cohérent de trouver un potentiel

Paramètres	Valeurs
$a_0$ (MeV)	101, 1
$a_1$ (MeV)	6, 051
$a_2$	-0, 248
$b_0$ (MeV)	26, 82
$b_1$ (MeV)	-1, 706
$b_2$	0, 0006
$r_v$ (fm)	1, 245
$c_0$ (fm)	0, 817
$c_1$ (fm)	-0, 0085
$r_w$ (fm)	1, 57
$d_0$ (fm)	0, 692
$d_1$ (fm)	-0, 02

TAB. 2.2 – Paramètres du potentiel optique pour l'émission de particules alphas [78].

optique permettant de les prendre en compte. La paramétrisation [78] suivante est utilisée :

$$U_N(r) = (a_0 + a_1 \frac{Z}{A^{\frac{1}{3}}} + a_2 E_\alpha) f(r, r_v, a_v) \quad (2.31)$$

$$W_N(r) = (b_0 + b_1 A^{\frac{1}{3}} + b_2 E_\alpha) f(r, r_w, a_w), \quad (2.32)$$

où la fonction  $f(r, r_w, a_w)$  est la même que celle de la formule (2.30). Les paramètres  $a_v$  et  $a_w$  ont également été soumis à l'ajustement sur les données,

$$a_v = c_0 + c_1 A^{\frac{1}{3}} \quad (2.33)$$

$$a_w = d_0 + d_1 A^{\frac{1}{3}}. \quad (2.34)$$

Les valeurs des paramètres sont regroupées dans le Tableau 2.2.

### 2.1.1.3 Comparaison entre le formalisme Weisskopf et de Hauser-Feshbach

Les formules de largeur d'évaporation de particules légères, suivant Weisskopf ou Hauser-Feshbach, sont très similaires puisqu'elles dérivent toutes les deux des mêmes hypothèses statistiques. A part le préfacteur qui vient des considérations mathématiques, une parfaite analogie peut être observée. Les deux formules comportent le rapport entre les densités de niveaux du noyau fils et du noyau père (que nous retrouverons également dans les autres formalismes par la suite), correspondant au dénombrement des microétats. Ensuite, une section efficace inverse de réaction est incluse dans le formalisme de Weisskopf, et un coefficient de transmission pour Hauser-Feshbach. Ces deux quantités

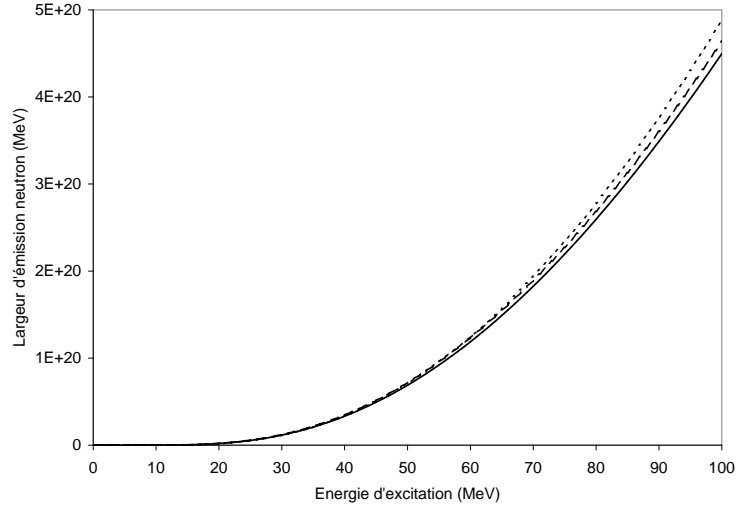


FIG. 2.3 – Comparaison de la largeur d'évaporation d'un neutron obtenue lors d'un calcul de type Weisskopf (courbe en pointillés) ou Hauser-Feshbach (courbe en tirets suivant la paramétrisation du potentiel optique de Becchetti *et al.* [75] et en trait plein suivant celle de Varner *et al.* [77]) pour un noyau père  $^{238}\text{U}$ . L'énergie de liaison a été fixée à  $B_n = 6$  MeV et le paramètre de densité de niveaux à  $a = \frac{A}{10}$ .

jouent le même rôle et déterminent la probabilité de former un noyau composé à partir de la réaction inverse  $b + B \rightarrow C$ . Dans le premier cas, il s'agit d'une formule ajustée phénoménologiquement à partir de données expérimentales pour une particule donnée, en sommant l'ensemble des contributions sur le moment angulaire, alors que dans le second cas, le problème est traité de manière quantique, en discrétisant la contribution de chaque onde partielle. Mais, pour ce dernier, le potentiel nucléaire d'interaction entre les deux partenaires de la réaction est obtenu phénoménologiquement.

Afin de comparer les deux formalismes, la formule de normalisation en moment angulaire suivante a été utilisée :

$$\Gamma_{Wei} \equiv \frac{\sum_{J_C} \rho(E_C^*, J_C) \Gamma_{HF}(E_C^*, J_C)}{\sum_{J_C} \rho(E_C^*, J_C)}, \quad (2.35)$$

où  $\Gamma_{Wei}$  et  $\Gamma_{HF}$  représentent respectivement la largeur d'évaporation obtenue par un calcul de type Weisskopf et Hauser-Feshbach. Pour les densités de niveaux, nous précisons dans la Section 2.2.1 le choix qui a été fait. Lors de l'évaporation d'un neutron à partir du noyau d'uranium 238, il existe très peu de différence entre un calcul de type Weisskopf ou Hauser-Feshbach (cf. Figure 2.3). La différence relative entre les différents

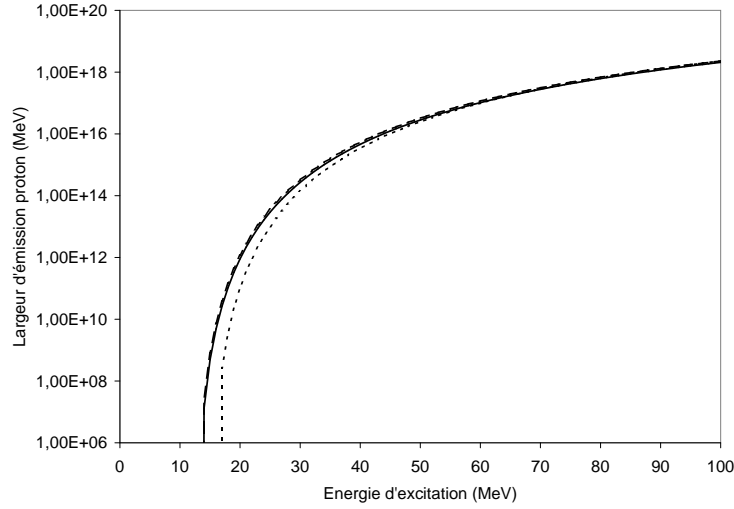


FIG. 2.4 – Comparaison de la largeur d'évaporation d'un proton obtenue lors d'un calcul de type Weisskopf (courbe en pointillés) ou Hauser-Feshbach (courbe en tirets suivant la paramétrisation du potentiel optique de Becchetti *et al.* et en trait plein suivant celle de Varner *et al.*) pour un noyau père  $^{238}\text{U}$ . L'énergie de liaison a été fixée à  $B_p = 6$  MeV et le paramètre de densité de niveaux à  $a = \frac{A}{10}$ .

calculs de la Figure 2.3 par rapport à la courbe du milieu, correspondant à un calcul de type Hauser-Feshbach utilisant la paramétrisation de Becchetti *et al.*, est inférieure à 5%. Cette incertitude peut paraître importante, mais ne permettra pas d'expliquer les ordres de grandeur de différence entre les calculs et les données dans la région des noyaux super-lourds.

Lors de l'étude de l'évaporation d'un proton (cf. Figure 2.4) à partir du même noyau composé que précédemment, un bon accord est observé entre un calcul de type Weisskopf et Hauser-Feshbach à haute énergie d'excitation (à partir de  $E^* = 50$  MeV). Par contre, à basse énergie d'excitation, une différence apparaît dû au formalisme utilisé et la prise en compte ou non du passage par effet tunnel de la barrière coulombienne. Cette dernière est égale à  $V_p = 10,36$  MeV suivant le formalisme de Weisskopf, auquel s'ajoute l'énergie de liaison  $B_p = 6$  MeV. C'est la raison pour laquelle le calcul de type Weisskopf ne commence qu'aux alentours de 16 MeV, alors que le calcul de type Hauser-Feshbach débute vers 14 MeV (un seuil sur le coefficient de transmission a été introduit dans le formalisme de Hauser-Feshbach pour limiter les temps de calcul et vaut  $T_{cut} = 10^{-2}$ . Cela signifie que lorsqu'un coefficient de transmission est inférieur à  $T_{cut}$ , celui-ci n'est pas pris en compte, et la somme sur le moment angulaire  $l_b$  de la formule (2.20) est arrêtée). Pour un coef-

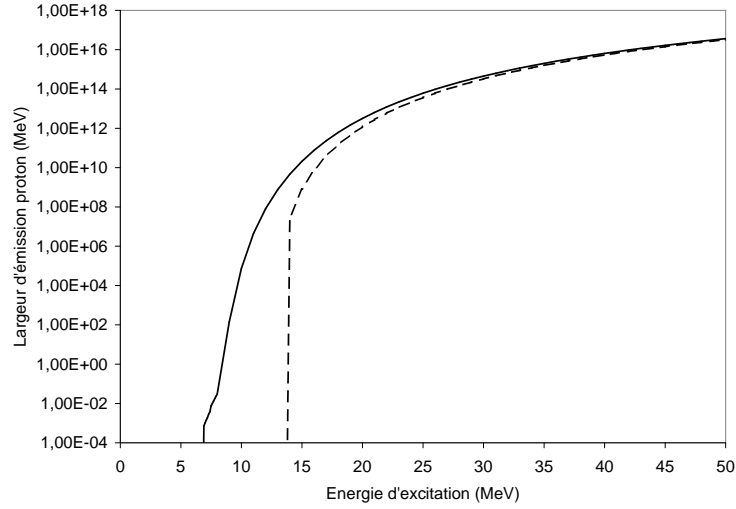


FIG. 2.5 – Influence de la valeur de la coupure sur le coefficient de transmission. La courbe en trait plein correspond à  $T_l = 10^{-50}$  et celle en tirets à  $T_l = 10^{-2}$ .

ficient de transmission moins restrictif (cf. Figure 2.5), le calcul semble plus raisonnable et débute dès que l'énergie de liaison est dépassée. Une des conséquences les plus importantes de cette différence entre les deux formalismes sera donc de favoriser, pour un calcul de type Hauser-Feshbach, l'émission de particules légères chargées à basse énergie d'excitation. Il est important de noter également qu'une valeur de  $T_{cut} = 10^{-2}$  permet pour l'évaporation d'un neutron d'obtenir un bon accord entre les différents formalismes (cf. Figure 2.3) et donc de ne pas arrêter trop rapidement la somme sur le moment angulaire  $l_b$ .

En observant les ordres de grandeurs des largeurs d'évaporation sur les deux Figures 2.3 et 2.4, nous pouvons remarquer que pour ce noyau, qui se situe sur la ligne de stabilité, il sera beaucoup plus facile d'évaporer un neutron plutôt qu'un proton (pour une même énergie de liaison). Par exemple, avec 50 MeV d'énergie d'excitation, la largeur d'évaporation d'un neutron est de l'ordre de  $\Gamma_n \approx 10^{20}$  MeV, alors que pour un proton, celle-ci est de l'ordre de  $\Gamma_p \approx 10^{17}$  MeV. Nous observons donc bien que dans ce cas ci, il sera beaucoup plus facile de produire des résidus d'évaporation par émission de neutrons, que par émission de protons. D'où l'intérêt d'introduire un paramètre de coupure  $T_{cut}$  pour limiter les temps de calculs vu que la prise en compte de l'effet tunnel, pour les particules chargées, est négligeable comparé à l'évaporation d'un neutron. Bien entendu, nous devons rester vigilant quant à cette dernière remarque où la prise en compte de l'effet tunnel pour les particules chargées sera importante si nous nous intéressons à des résidus bien particuliers se trouvant dans une queue de distribution ou à des temps de fission



pour des noyaux fortement excités. Mais pour notre étude des résidus d'évaporation, une coupure fixée à  $T_{cut} = 10^{-2}$  sera amplement suffisante.

Nous avons donc pu observer sur les différentes figures, que les deux paramétrisations proposées pour le potentiel optique, nécessaire au calcul du coefficient de transmission, lors d'un calcul de type Hauser-Feshbach, donnent des résultats quasiment identiques. Par la suite, nous n'en garderons donc qu'une seule, celle de Becchetti *et al.*. Nous avons pu également remarquer qu'à basse énergie d'excitation, une différence a été mise en évidence entre un calcul de type Weisskopf et Hauser-Feshbach. Seules deux contributions permettent d'en expliquer l'origine : la prise en compte du moment angulaire et de l'effet tunnel dans le formalisme de Hauser-Feshbach. Or, le premier ne contribue pas d'une manière significative à la grande différence observée à basse énergie d'excitation. Ceci a été observé lors de l'étude de l'évaporation d'un neutron où les largeurs obtenues par les différents formalismes sont équivalentes (une fois la normalisation sur le moment angulaire effectuée pour les calculs de type Hauser-Feshbach). Seul l'effet tunnel contribue donc à en expliquer l'origine. Il est donc tout à fait normal qu'à haute énergie d'excitation, un parfait accord soit observé entre un calcul de type Weisskopf et Hauser-Feshbach puisque l'effet tunnel est négligeable.

### 2.1.2 La largeur de fission

Le processus de fission est l'un des sujets de physique nucléaire qui a été le plus étudié et qui n'est actuellement toujours pas parfaitement compris. C'est en 1939, que Bohr et Wheeler [5] introduisent la plupart des notions (le concept de barrière de fission, de fissilité...) nécessaires à l'explication du phénomène. La largeur de fission provient d'un formalisme statistique utilisant la méthode de l'état transitoire [79]. Celui de Weisskopf, généralisé à l'émission de fragments (qui ne sont généralement pas émis dans leur état fondamental, contrairement aux particules légères) ne peut pas être utilisé puisqu'il repose sur le principe de la balance détaillée qui suppose la microréversibilité du processus. Cette hypothèse n'est donc pas vérifiée pour le cas de la fission, qui est un processus lent et dissipatif. Or par définition, un processus dissipatif ne peut vérifier le principe de la balance détaillée. En d'autres termes, le processus dépend fortement du passage par tous les états intermédiaires du système et pas uniquement de l'état asymptotique. Il faut donc utiliser un formalisme différent tenant compte de ces effets. C'est la raison pour laquelle la méthode de l'état transitoire a été choisie. D'un point de vue général, celle-ci calcule le taux de transition au point selle, qui est l'endroit où se décide le destin du système.

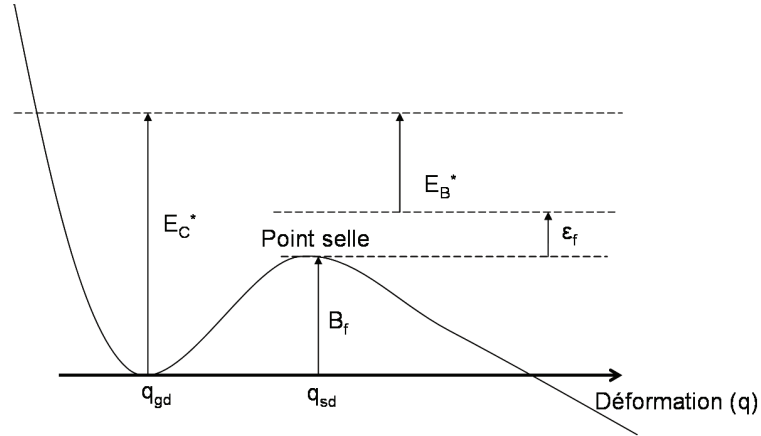


FIG. 2.6 – Représentation schématique du potentiel en fonction de la déformation pour le processus de fission.  $B_f$  correspond à la barrière de fission et  $\epsilon_f$  l'énergie cinétique associée à la variable collective  $q$ .  $E_C^*$  et  $E_B^*$  représente respectivement les énergies d'excitation définies dans l'état fondamental et au point selle.  $q_{gd}$  et  $q_{sd}$  correspondent respectivement aux abscisses définissant l'état fondamental et le point selle.

Par contre, ce taux de transition sera calculé par le rapport entre le flux de particules à travers le point selle et la population du réactif. Les trajectoires possibles des produits de réactions vers le réactif (réaction inverse), par l'intermédiaire de fluctuations au voisinage du point selle ne sont pas prises en compte. Ce qui conduit à une maximisation du taux de transition. Sur la Figure 2.6 est représenté le schéma associé au processus de fission, où l'axe des abscisses, représenté ici par la variable collective  $q$ , correspond à la déformation du noyau. Comme précédemment, pour l'évaporation de particules légères, la méthode va consister à déterminer le nombre de microétats du système dans son état fondamental, ici représenté par l'abscisse  $q_{gd}$ , et au niveau du point selle  $q_{sd}$ . L'utilisation d'un formalisme classique est justifiée si la barrière de fission est supérieure à la température. Pour les noyaux superlourds, où la barrière de fission macroscopique obtenue à partir du Modèle de la Goutte Liquide [4] est très faible, voire nulle, cette hypothèse sera peut-être remise en cause.

La largeur de fission peut être calculée par la formule suivante :

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho_C^{gd}(E_C^*, L)} \int_0^{E_C^* - B_f} \rho_C^{sd}(E_B^*, L) d\epsilon_f, \quad (2.36)$$

où  $E_C^*$  et  $E_B^* = E_C^* - B_f - \epsilon_f$  représentent respectivement l'énergie d'excitation définie au niveau de l'état fondamental et au point selle.  $B_f$  et  $L$  sont respectivement la barrière de

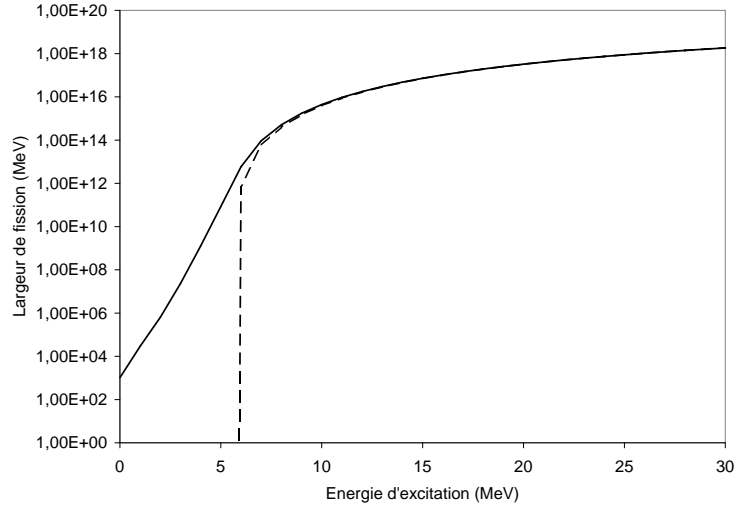


FIG. 2.7 – Influence du coefficient de transmission lors du calcul de largeur de fission. La courbe en trait plein correspond à un calcul avec le coefficient de transmission de Hill et Wheeler [17], la courbe en tirets sans coefficient de transmission. La barrière de fission est fixée à  $B_f = 6$  MeV, le paramètre de densité de niveaux est choisi constant à  $a = \frac{A}{10}$  et  $\hbar w_{sd} = 1$  MeV.

fission et le moment angulaire associé au noyau considéré, et  $\epsilon_f$  l'énergie cinétique associée à la variable de déformation  $q$ . Les indices  $gd$  et  $sd$ , pour les densités de niveaux, correspondent respectivement à l'évaluation de cette dernière au niveau de l'état fondamental et au point selle. Bien entendu, la formule ci-dessus sera utilisée lorsque le formalisme de Hauser-Feshbach sera choisi pour l'évaporation de particules légères. Sinon, pour le formalisme de Weisskopf, une densité de niveaux indépendante du moment angulaire devra être utilisée dans la formule précédente, pour être consistant lors du dénombrement du nombre de microétats accessibles par le système.

A basse énergie d'excitation, l'effet tunnel peut être pris en compte en incluant un coefficient de transmission en accord avec la formule de Hill et Wheeler [17] :

$$T_f(\epsilon_f) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{2\pi\epsilon_f}{\hbar w_{sd}}\right)}, \quad (2.37)$$

où  $w_{sd}$  représente la courbure du potentiel au point selle. La formule pour la largeur de

fission, incluant le coefficient de transmission, est donc :

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho_C^{gd}(E_C^*, L)} \int_{-B_f}^{E_C^*-B_f} \rho_C^{sd}(E_B^*, L) T_f(\epsilon_f) d\epsilon_f, \quad (2.38)$$

où les bornes d'intégration ont été modifiées par rapport à l'équation (2.36) afin de prendre en compte les énergies situées sous la barrière. Sur la Figure 2.7 est reportée la comparaison entre deux calculs incluant ou non le passage sous barrière. Pour les calculs statistiques cet effet n'aura sûrement pas de répercussion très importante par le simple fait qu'au niveau du maximum du canal d'évaporation, caractérisé par le fait que l'énergie d'excitation du noyau considéré égale la hauteur de la barrière de fission, la correction n'est que d'un facteur 2 pour une énergie cinétique nulle. La compétition entre les différents processus ne devrait donc pas être affectée de manière significative. Par contre, pour les calculs de temps de fission à basse énergie d'excitation, où la compétition entre le processus de fission et celui d'émission de rayonnement gamma sera très importante, l'introduction du coefficient de transmission devrait jouer un rôle non négligeable.

Pour la Figure 2.7,  $\hbar w_{sd}$  a été choisi égal à 1 MeV. La modification de cette valeur influe sur l'épaisseur de la barrière de fission lors du calcul de la probabilité de fission par effet tunnel. Ainsi, celui-ci sera plus ou moins favorisé selon la courbure adoptée. Sur la Figure 2.8 est reportée la dépendance de la largeur de fission avec le paramètre  $w_{sd}$ . Lorsque  $w_{sd}$  augmente, la barrière de fission est plus fine, et il en résulte qu'il sera donc plus facile de traverser cette dernière par effet tunnel. D'où un accroissement de la largeur de fission lorsque  $w_{sd}$  augmente. Généralement, la valeur standard utilisée pour  $w_{sd}$  est  $\frac{1}{\hbar}$  MeV.

Nous allons maintenant passer en revue les différents paramètres physiques nécessaires au calcul de la largeur de fission.

### 2.1.2.1 La barrière de fission

Un des paramètres les plus importants pour le calcul de la largeur de fission est la barrière de fission. Elle permettra de déterminer si ce processus est favorisé par rapport aux autres modes de désexcitation. Elle est déterminée par la relation suivante :

$$B_f = B_{LDM} - \Delta E, \quad (2.39)$$

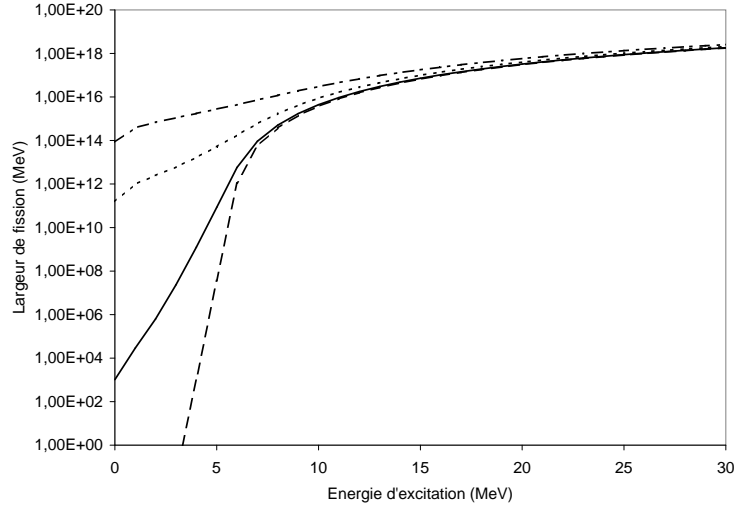


FIG. 2.8 – Influence de la courbure  $\omega_{sd}$  du potentiel au niveau du point selle  $\omega_{sd}$  sur les largeurs de fission calculées. Cette figure utilise les mêmes paramètres que ceux de la Figure 2.7. La courbe en tirets, trait plein, pointillés et tirets-pointillés correspondent respectivement à  $\hbar\omega_{sd} = 0,5$  MeV,  $\hbar\omega_{sd} = 1$  MeV,  $\hbar\omega_{sd} = 2$  MeV et  $\hbar\omega_{sd} = 3$  MeV

où  $B_{LDM}$  et  $\Delta E$  représentent respectivement une partie macroscopique et une partie microscopique. Le signe moins devant  $\Delta E$  vient du fait que cette énergie est considérée comme négative lorsqu'un noyau acquiert une extra-stabilité, rendant ainsi la barrière de fission plus grande.

La partie macroscopique de la barrière de fission est déterminée à partir du Modèle de la Goutte Liquide Chargée, proposé par Weisäcker [4] en 1935, où le noyau est traité comme une goutte homogène de fluide incompressible uniformément chargée. Sa justification est basée sur le phénomène de saturation des forces nucléaires, qui confèrent à tous les noyaux pratiquement la même densité et un rayon proportionnel à  $A^{\frac{1}{3}}$ . L'avantage de ce modèle est d'exprimer de façon simple la variation de l'énergie d'un noyau en fonction de la déformation. Considérons la paramétrisation suivante pour le rayon du noyau, en supposant une goutte de symétrie axiale autour d'un axe  $O_z$  :

$$R(\theta) = R_0 \left( 1 + \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l P_l(\cos(\theta)) \right), \quad (2.40)$$

où  $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$  est le rayon de la goutte supposée sphérique. Les paramètres  $\alpha_l$  caractérisent la géométrie de la goutte avec :  $\alpha_0$  qui contrôle le volume,  $\alpha_1$  la position du centre de

masse,  $\alpha_2$  la déformation quadrupolaire (le rapport entre son élongation le long de l'axe  $O_z$  et le long d'un axe transverse),  $\alpha_3$  la déformation octupolaire (son asymétrie gauche/droite par rapport à un plan perpendiculaire en  $O$  à  $O_z$ ),  $\alpha_4$  la déformation hexadécapolaire (non nulle en particulier lorsque la goutte a la forme de deux sous-gouttes reliées par un col), etc... En écrivant les équations de conservation pour le volume et pour la position du centre de masse, il est possible d'exprimer  $\alpha_0$  et  $\alpha_1$  en fonctions des  $\alpha_l$ , pour  $l \geq 2$ . L'énergie de déformation de la goutte est la somme de la variation de son énergie de surface et de son énergie coulombienne en fonction des paramètres de déformation  $\alpha = (\alpha_2, \alpha_3, \dots)$ ,

$$E_{def}(\alpha) = E_S(\alpha) + E_C(\alpha) - E_S(0) - E_C(0), \quad (2.41)$$

où  $E_C$  et  $E_S$  représentent respectivement l'énergie coulombienne et de surface. Cette dernière, associée à la déformation  $\alpha$ , vaut  $E_S(\alpha) = \sigma S(\alpha)$  où  $S(\alpha)$  est l'aire de la surface de la goutte et  $\sigma$  le coefficient de tension de surface. A déformation nulle (cas de la sphère homogène) :

$$E_S(0) = 4\pi R_0^2 \sigma, \quad (2.42)$$

$$E_C(0) = \frac{3(Ze)^2}{5R_0}. \quad (2.43)$$

A partir de ces deux quantités, il est possible de définir le paramètre de fissilité  $x$  grâce à la formule suivante :

$$x = \frac{E_C(0)}{2E_S(0)}, \quad (2.44)$$

qui a été introduit pour la première fois par Bohr et Wheeler dans leur article de 1939. Ce paramètre possède un sens physique clair, puisque plus  $x$  est grand, et plus l'influence des forces de Coulomb domine sur celles provenant de la tension de surface. Ce paramètre nous informe donc sur la tendance à fissionner du système. En prenant des valeurs raisonnables pour  $r_0$  et  $\sigma$ , la fissilité s'exprime simplement par :

$$x \approx \frac{Z^2}{50A}. \quad (2.45)$$

Mais, pour être consistant avec la référence [80], qui correspondra à une des paramétrisations que nous choisirons pour la calcul de la barrière de fission  $B_{LDM}$ , nous introduirons également l'expression suivante [14], obtenue à partir d'un ajustement sur des données et

qui prend en compte l'isospin  $I = \frac{A-2Z}{A}$  :

$$x = \frac{Z^2}{49,22A(1 - 0,3803I^2 - 20,489I^4)}. \quad (2.46)$$

Nous pouvons déjà remarquer que pour des noyaux ayant un nombre de protons et de neutrons égaux, correspondant à un paramètre d'isospin nul, les formules (2.45) et (2.46) sont à peu près équivalentes.

Si nous revenons maintenant à notre calcul de la partie macroscopique de la barrière de fission, Bohr et Wheeler ont poussé le calcul de l'énergie de déformation jusqu'à l'ordre 4, suivant les paramètres de déformations  $\alpha_2$  et  $\alpha_4$ . De plus, ils ont exprimé le paramètre de déformation  $\alpha_4$  en fonction de  $\alpha_2$ , leur permettant ainsi de trouver l'énergie de déformation  $E_{def}(\alpha_2, \alpha_4(\alpha_2))$  le long de la vallée menant à la fragmentation du noyau. Ils ont pu montrer ainsi que pour les fissilités  $x < 1$  cette énergie de déformation présentait un maximum,  $E_F$  sur la Figure 2.9, où la variable  $x$  (à ne pas confondre avec la fissilité) représente la projection à une dimension de la carte de potentiel  $E_{def}(\alpha_2, \alpha_4(\alpha_2))$  le long de la vallée, schématisée sur la figure par une ligne en pointillée. Au sommet de ce col, le noyau est sur le point de se fractionner en deux sous-gouttes. L'énergie de déformation le long du chemin de fission à une dimension se présente donc sous la forme d'une barrière de potentiel, c'est la barrière de fission. La formule à laquelle Bohr et Wheeler ont abouti est la suivante :

$$B_{LDM} = 4\pi R_0^2 \sigma \left( \frac{98}{135}(1-x)^3 - \frac{11368}{34425}(1-x)^4 + \dots \right), \quad (2.47)$$

mais cette équation n'est valable que lorsque le paramètre de fissilité  $x$  est proche de l'unité. Une autre paramétrisation a été développée par Swiatecki [81, 82] pour prendre en compte l'ensemble des valeurs possibles du paramètre de fissilité,

$$f = 0,7259y^3 - 0,3302y^4 + 0,6387y^5 + 7,8727y^6 - 12,0061y^7 \quad \text{si } x > 0,6 \quad (2.48)$$

$$f = 0,2599 - 0,2151x - 0,1643x^2 - 0,0673x^3 \quad \text{si } x < 0,6, \quad (2.49)$$

où  $f = \frac{B_{LDM}}{4\pi R_0^2 \sigma}$  et  $y = 1 - x$ . Nous utiliserons également une paramétrisation développée par Dahlinger [80], qui a été élaborée à partir du modèle de la gouttelette [83], et permet de prendre en compte les effets de surface. Cette paramétrisation a été obtenue grâce à un ajustement sur des barrières de fission évaluées dans la région des actinides. Le modèle considéré suppose que les noyaux ne possèdent pas une densité constante sur tout le noyau, mais prend en compte des bords diffus ainsi que les effets de peau de neutrons et d'isospin.

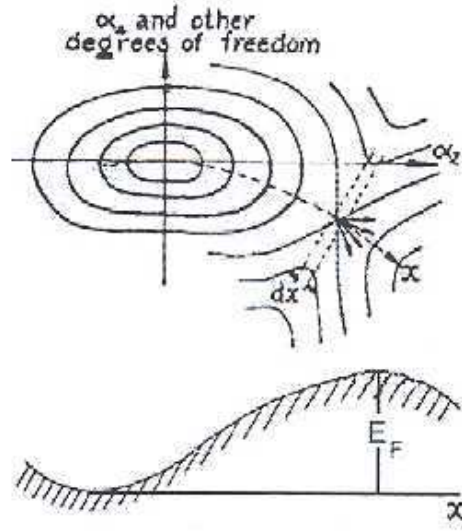


FIG. 2.9 – Illustration de la méthode employée par Bohr et Wheeler et de la carte de potentiel obtenue suivant les paramètres de déformation  $\alpha_2$  et  $\alpha_4$  (Figure obtenue dans la Ref. [5]).

Cette paramétrisation est valable seulement pour des fissilités proches de l'unité.

$$B_{LDM} = \frac{0,7322Z^2 10^u}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (2.50)$$

avec

$$u = 0,368 - 5,057x + 8,93x^2 - 8,71x^3. \quad (2.51)$$

Il faut noter que pour l'ensemble de ces paramétrisations la quantité  $\frac{B_{LDM}}{E_S(0)}$  ne dépend que du paramètre de fissilité.

Sur la Figure 2.10 est reportée la comparaison entre les différentes paramétrisations de la barrière macroscopique de fission, normalisée à l'énergie de surface pour un noyau sphérique ( $f = \frac{B_{LDM}}{4\pi R_0^2 \sigma}$ ), en fonction de la fissilité. Une grande différence apparaît entre les paramétrisations provenant du Modèle de la Goutte Liquide (courbe en trait plein et en tirets) et celle du Modèle de la Gouttelette (courbe en pointillés). Le principal problème de cette dernière est qu'elle n'est valable que pour des fissilités comprises entre 1 et 0,7 à 0,8 (correspondant à la région des actinides où a été effectué l'ajustement aux données). Or, c'est vers  $x = 0,6$  qu'une différence apparaît entre les deux paramétrisations provenant du Modèle de la Goutte Liquide. Nous pouvons supposer que la paramétrisation de Dahlinger peut être extrapolée jusqu'à cette valeur de fissilité. Dans cette étude, nous ne



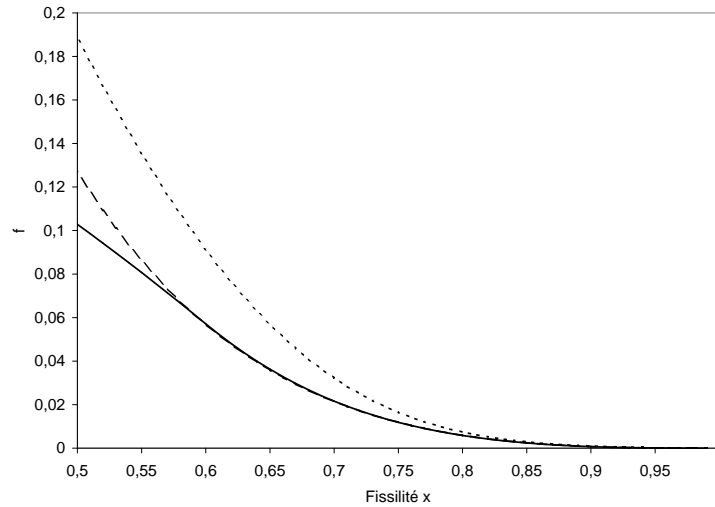


FIG. 2.10 – Comparaison entre les différentes paramétrisations associées au calcul de l'énergie macroscopique de la barrière de fission ( $f = \frac{B_{LDM}}{E_S(0)}$ ). Les courbes en trait plein, tirets et pointillés correspondent respectivement à la paramétrisation de Swiatecki [81], de Bohr et Wheeler [5] et de Dahlinger [80].

prendrons en compte que la paramétrisation de Dahlinger qui repose sur des données, et qui par conséquent est plus proche de la réalité. De plus, ce n'est qu'à partir de la région des actinides et au-delà (pour des fissilités proches de l'unité), que nous appliquerons nos calculs. Il est important de noter que la différence relative entre la paramétrisation de Swiatecki et celle de Dahlinger est de 37% pour une fissilité de 0,6, 33% pour  $x = 0,7$ , 21% pour  $x = 0,8$  et 28% pour  $x = 0,9$ . Gardons tout de même à l'esprit que pour les noyaux superlourds les propriétés des noyaux connus sont extrapolées, et qu'une incertitude demeurera sur cette variable physique. Néanmoins, cette quantité est relativement faible dans cette région et ne devrait donc pas trop influencer les calculs.

Le problème lors de l'étude de la barrière de fission obtenue par la Modèle de la Goutte Liquide est qu'aucune description microscopique n'est prise en compte. Aucun effet dû à la structure du noyau n'est inclus. C'est la raison pour laquelle, une partie microscopique  $\Delta E$  est présente dans la formule (2.39) de la barrière de fission. La notion de correction de couches a vu le jour avec l'élaboration du modèle en couches [6]. Il avait été observé expérimentalement que certains noyaux étaient plus liés que leur voisins, et possédaient un nombre de neutrons et/ou de protons dits "magiques". Or il est possible d'aller plus loin : pourquoi, dans la majorité des cas, les noyaux préfèrent-ils être déformés dans leur état fondamental, plutôt que sphériques ? Encore une fois c'est dû à la structure en couche des

noyaux. Nilsson a montré en 1955 [84] que cette dernière se modifiait avec la déformation du noyau. Plus généralement, il apparaît que l'énergie de déformation d'un noyau est fortement influencée par la structure des spectres à une particule proton et neutron en fonction de la déformation. Si l'énergie de déformation d'un noyau donné est comparée à celle calculée avec le modèle de la goutte liquide, la première tend à être plus faible lorsque la densité de niveaux à une particule "se raréfie" autour du dernier niveau occupé (niveau de Fermi). Au contraire, l'énergie de déformation du noyau tend à être plus élevée que celle donnée par la goutte liquide lorsque la densité de niveaux à une particule "se densifie" au voisinage du niveau de Fermi. La différence entre l'énergie de liaison ou de déformation avec et sans les effets de couches est appelée la correction de couches. Celles que nous utilisons proviennent de la table de Møller et Nix [7], qui utilise la méthode développée par Strutinsky [85] où trois hypothèses ont été faites :

1. L'énergie totale  $E$  d'un noyau ayant  $N$  particules peut être séparée en une composante  $\bar{E}$  variant lentement avec le nombre de nucléons et une composante oscillante  $\tilde{E}$

$$E = \bar{E} - \tilde{E} \quad (2.52)$$

2. La composante  $\bar{E}$  peut être assimilée à l'énergie de la goutte liquide.
3. La composante  $\tilde{E}$  représente la correction de couche. Elle peut être évaluée avec le modèle à une particule selon l'expression :

$$\tilde{E} = E_{1p} - \bar{E}_{1p} \quad (2.53)$$

où  $E_{1p} = \sum_{i=1}^N \epsilon_i$  est la somme des énergies à une particule du système réel et  $\bar{E}_{1p}$  la somme des énergies à une particule d'un système fictif équivalent où le spectre à une particule ne présente pas d'effet de couches. Dans la pratique, la méthode est appliquée séparément aux neutrons et aux protons, puis les énergies de correction de couches intrinsèques sont ajoutées pour obtenir l'énergie de correction de couche du noyau  $\tilde{E}$ .

Bien entendu, d'autres calculs d'énergies de correction de couches existent [86, 87, 88, 89]. Dans un premier temps, nous étudierons des noyaux stables dont les énergies de correction de couches sont connues expérimentalement. Il n'y aura donc aucune ambiguïté et nous pourrons donc utiliser la table de Møller et Nix en toute confiance. Mais, lors de l'étude de la région des noyaux superlourds qui présente la particularité d'être très mal connue, aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental, les énergies de correction de couches peuvent prendre des valeurs allant du simple au double, voire davantage, selon

la table considérée. Nous avons choisi la table de Møller et Nix en nous fondant sur une étude [90] mettant en évidence une meilleure concordance entre les prédictions théoriques de cette table et les données. Il demeure néanmoins une très grande incertitude dans cette région sur cette quantité. C'est la raison pour laquelle nous avons introduit un facteur de correction de couches  $f$  permettant de prendre en compte cette incertitude. Ce facteur est donc un paramètre libre pour Kewpie2 et agit de la manière suivante :

$$\Delta E = f.\Delta E_{MN}(Z, A) \quad (2.54)$$

où  $\Delta E$  et  $\Delta E_{MN}(Z, A)$  représentent respectivement l'énergie de correction de couches effective, que nous utilisons pour le calcul de la barrière de fission, et celle provenant de la table de Møller et Nix. Il faut noter qu'une hypothèse a été faite selon laquelle le facteur de correction de couches est supposé indépendant de la charge et de la masse du noyau. Elle est justifiée par le fait que notre étude se limitera, pour chaque réaction étudiée, à un nombre restreint d'isotopes et les énergies de correction de couches varient progressivement d'un isotope au suivant, quelle que soit la table considérée. Bien entendu, si les calculs devaient traiter des cascades de désexcitation très longues, cette hypothèse serait sûrement fausse.

Il faut avoir à l'esprit que dans la région des noyaux superlourds, seules les énergies de correction de couches contribuent à la barrière de fission. Comme ces noyaux possèdent une fissilité très proche de l'unité, l'énergie de déformation provenant du modèle de la goutte liquide, la partie macroscopique de la barrière de fission, est très faible, voire nulle.

### 2.1.2.2 Les facteurs de Kramers et de Strutinsky

Lors de la description de la méthode de l'état transitoire, il a été mentionné que le taux de réaction obtenu par cette méthode était plus important que ce qu'il devrait être en réalité, dû au fait qu'aucun effet dissipatif n'a été pris en compte. C'est la raison pour laquelle Kramers [91] a proposé d'inclure cet effet grâce au facteur correctif qui porte son nom. Ce facteur prend en compte le fait que les trajectoires fluctuent au niveau du point selle et peuvent retourner au fond du puits. Il est évalué par la formule suivante :

$$K = \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{2w_{sd}}\right)^2} - \frac{\beta}{2w_{sd}}, \quad (2.55)$$

où  $\beta$  est un paramètre libre pour notre code et représente la friction réduite caractérisant la dissipation nucléaire lors du processus de fission, néanmoins l'ordre de grandeur de ce

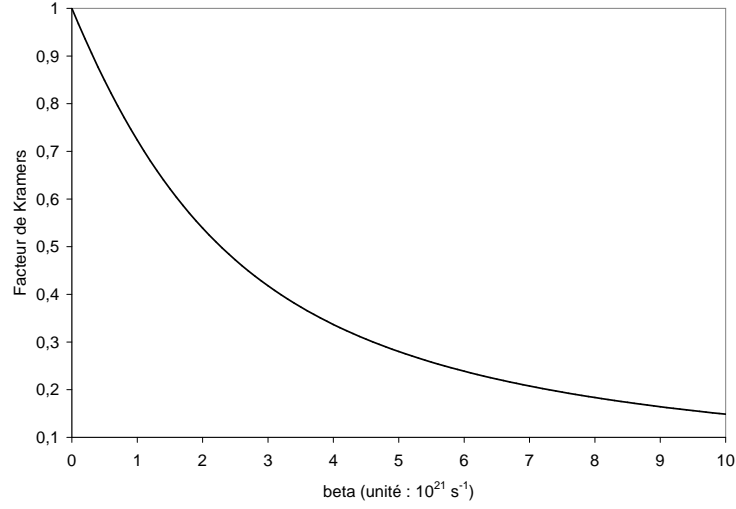


FIG. 2.11 – Influence du terme de friction  $\beta$  sur le facteur de Kramers ( $\hbar\omega_{sd} = 1$  MeV).

paramètre sera en accord avec les prédictions du modèle dit de *Wall-and-Window* [62]. Sur la Figure 2.11 est reportée la dépendance du facteur de Kramers en fonction du paramètre de friction. Il peut être observé que pour une valeur du paramètre de friction réduite  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ ,  $K$  est de l'ordre de 0,5. Cela signifie que le taux de fission obtenu par la formule de Bohr et Wheeler sera réduit de moitié grâce à la prise en compte des effets dissipatifs. Pour obtenir le facteur de Kramers, deux hypothèses ont été faites :

1. De faibles températures par rapport à la barrière de fission  $B_f$ .
2. Une approximation parabolique au sommet de la barrière et au fond du puits de potentiel.

Nous pouvons déjà remarquer que la première hypothèse sur l'obtention du facteur de Kramers peut être remise en cause lorsque nous discuterons des calculs sur les noyaux superlourds où la barrière de fission est très faible suivant le Modèle de la Goutte Liquide.

Par ailleurs, Strutinsky a montré [92] qu'une différence existait entre un calcul de type Langevin et le formalisme de Bohr et Wheeler, pour la détermination du taux stationnaire de fission. La différence provient d'une erreur lors du dénombrement des états collectifs qui se traduit par l'introduction du facteur supplémentaire suivant :

$$S = \frac{\hbar\omega_{gs}}{T}, \quad (2.56)$$

où  $T$  est la température et  $\omega_{gs}$  la courbure du potentiel au niveau de l'état fondamental. La largeur de fission devient donc :

$$\begin{aligned}\Gamma_f &= K.S.\Gamma_f^{BW} \\ &= \left( \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_{sd}}\right)^2} - \frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right) \cdot \left( \frac{\hbar\omega_{gs}}{T} \right) \cdot \Gamma_f^{BW},\end{aligned}\quad (2.57)$$

où  $\Gamma_f$  correspond bien maintenant à la valeur obtenue par un calcul de type Langevin. Le facteur de Strutinsky élimine ainsi le facteur  $T$  qui est implicitement inclus dans le préfacteur de la formule de Bohr et Wheeler. Il est important de noter que le paramètre la courbure du potentiel  $\omega_{gs}$  peut influencer très fortement l'intensité de la largeur de fission. Cette dernière est directement proportionnelle à  $\omega_{gs}$ . Pour les noyaux superlourds, dont la barrière macroscopique de fission est nulle, il est a priori nécessaire de faire varier ce paramètre en conséquence. Malheureusement les énergies de correction de couches doivent également être prises en compte. Il est donc particulièrement difficile de savoir comment évolue ce paramètre. En fait, dans l'équation ( 2.57), seuls trois paramètres peuvent être considérés comme libres :  $\omega_{gs}$ ,  $\omega_{sd}$  et  $\beta$ . Par souci de simplicité, nous n'en ferons varier qu'un seul, la friction  $\beta$ , et nous fixerons  $\hbar\omega_{gs} = \hbar\omega_{sd} = 1$  MeV.

### 2.1.2.3 Le régime transitoire

Sur la Figure 2.12 est reporté le taux de fission obtenu par une simulation numérique de l'équation de Langevin [41], déjà décrite au Chapitre 1. Ce calcul a été effectué en utilisant un potentiel présentant une poche caractérisant le noyau composé. L'ensemble des particules ont été placées initialement au fond du puits avec une impulsion nulle. Nous pouvons remarquer sur la Figure 2.12 que le taux de fission évolue en fonction du temps avant l'établissement du régime stationnaire [93]. Le facteur de Kramers permet de reproduire la valeur asymptotique du taux de fission, mais ne considère pas le régime transitoire qui prend en compte la thermalisation des degrés de libertés macroscopiques du système et dépend des conditions initiales. Il est donc légitime de se demander si nous devons ou non introduire ce régime transitoire dans nos calculs.

Lors de l'étude de la fusion des noyaux superlourds à des énergies proches de la barrière, un modèle simplifié peut être utilisé pour comprendre les mécanismes mis en jeu. La probabilité  $P_{CN}$  d'avoir un noyau composé, c'est à dire que la particule soit située à

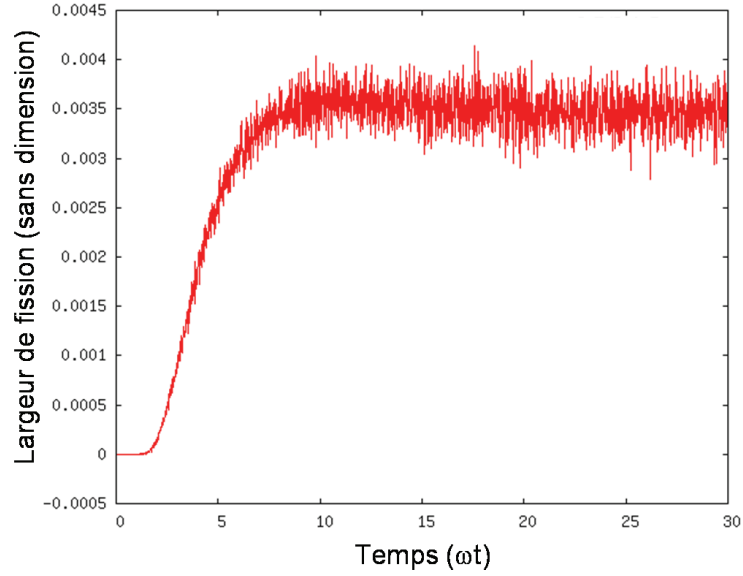


FIG. 2.12 – Taux de fission obtenu par une simulation Langevin avec les particules initialement au fond du puits de potentiel avec une impulsion nulle ( $\frac{\beta}{2\omega} = 3$  et  $\frac{T}{B} = 0,5$ ).

l'intérieur de la poche de potentiel, obéit à l'équation bilan suivante :

$$\frac{dP_{CN}}{dt} = -\Gamma_K P_{CN} + j(t), \quad (2.58)$$

où  $\Gamma_K$  représente le taux de fission stationnaire de Kramers et  $j(t)$  le courant d'entrée au dessus de la barrière de potentiel, simulant la fusion de deux noyaux lourds. En considérant que  $P_{CN} = 0$  à l'instant initial,

$$\begin{aligned} P_{CN} &= \int_0^t \exp[-\Gamma_K(t-t')] j(t') dt' \\ &\approx \exp(-\Gamma_K t) \int_0^t j(t') dt' = \exp(-\Gamma_K t) P_{form}(t). \end{aligned} \quad (2.59)$$

Le passage entre la première ligne et la seconde est justifiée par le fait que le temps associé à la largeur de fission  $\frac{1}{\Gamma_K}$  est grand devant le temps durant lequel le courant de fusion n'est pas négligeable [33, 55].  $P_{form}(t)$  correspond à la probabilité de franchir une barrière parabolique (cf. Section 1.2.2.1 au Chapitre 1) [30, 33]. L'équation (2.59) suppose donc un découplage de la voie d'entrée ( $P_{form}(t)$ ) et de la voie de sortie ( $\exp(-\Gamma_K t)$ ) sans prise en compte du régime transitoire pour le taux de fission, qui a été réduit au régime stationnaire. Ceci s'explique par le fait que les degrés de liberté macroscopiques sont supposés déjà thermalisés lors de la phase de formation du noyau composé.

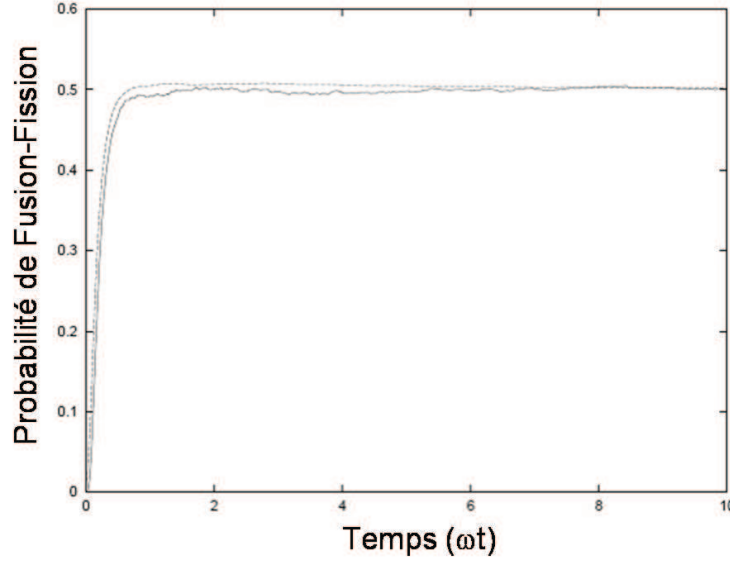


FIG. 2.13 – Etude simplifiée de la probabilité dynamique de Fusion-Fission. La courbe en trait plein correspond à calcul analytique à l'aide de l'équation (2.59), et la courbe en tirets à une simulation Langevin. Les paramètres utilisés sont fixés à  $\frac{T}{B} = 0,2$ ,  $\frac{\beta}{2\omega} = 3$ ,  $\frac{K}{K_c} = 1$  (l'énergie cinétique initiale normalisée à la barrière effective, cf. équation 1.40) et  $Q_0 = -1$  (la position initiale).

Il est possible d'effectuer une simulation Langevin pour vérifier cette hypothèse. Pour cela, nous utilisons une équation de Langevin adimensionnée avec (cf. Section 1.2.2.1 pour la description de l'équation de Langevin 1.30) :

$$Q = \frac{q}{q_p}, \quad \tau = \omega t, \quad \Xi = \frac{\beta}{2\omega} \quad (2.60)$$

où  $q_p$  correspond à la coordonnée du fond du puits. L'équation de Langevin adimensionnée prend donc la forme :

$$\frac{d^2Q}{d\tau^2} = -2\Xi \frac{dQ}{d\tau} + F_{ext}(Q) + \gamma(\tau), \quad (2.61)$$

où  $\gamma(\tau)$  correspond au terme lié à la force fluctuante qui a été adimensionnée. Le potentiel associé à la force extérieure est de la forme suivante :

$$V_{ext} = -\frac{Q^2}{2} \quad \text{si } Q < 0,5 \quad (2.62)$$

$$= \frac{(Q-1)^2}{2} - \frac{1}{4} \quad \text{si } Q > 0,5 \quad (2.63)$$

Sur la Figure 2.13 est reportée la comparaison entre l'approche analytique utilisant l'équation (2.59) (courbe en tirets) et la simulation Langevin (courbe en trait plein), où un très bon accord entre les deux approches est observé. La simulation numérique confirme donc l'hypothèse selon laquelle aucun régime transitoire n'existe lors d'une collision d'ions lourds à des énergies proches de la barrière ( $\frac{K}{K_c} = 1$  utilisée pour les courbes de la figure correspond à l'énergie cinétique initiale normalisée à la barrière effective en accord avec l'équation 1.40). Durant la phase de fusion, par diffusion pour les noyaux superlourds, une thermalisation des degrés de libertés collectifs a déjà lieu. C'est la raison pour laquelle, par la suite, l'ensemble des calculs présentés au Chapitre 3 et au Chapitre 4 ne prendront pas en compte de régime transitoire pour la détermination de la largeur de fission. Cependant, pour d'autres types de réactions, le régime transitoire peut jouer un rôle très important [94].

### 2.1.3 Largeur d'émission gamma

Pour décrire l'émission de photons gamma avec la théorie statistique, le formalisme de Weisskopf est utilisé en prenant en compte la cinématique relativiste. La largeur d'émission gamma est donnée par la formule suivante [95] :

$$\Gamma_{C, J_C, E_C^*} = \frac{1}{2\pi\rho_C(E_C^*, J_C)} \sum_{\lambda} \sum_{J_B=|J_C-\lambda|}^{J_C+\lambda} \int d\epsilon_{\gamma} \rho_C(E_B^*, J_B) C_{\lambda} \epsilon_{\gamma}^{2\lambda+1}, \quad (2.64)$$

qui correspond à la probabilité pour un noyau père d'énergie d'excitation  $E_C^*$  et de moment angulaire  $J_C$ , de produire un noyau fils à une énergie d'excitation  $E_B^* = E_C^* - \epsilon_{\gamma}$  et de moment angulaire  $J_B$ , par l'émission d'un photon gamma de multipolarité  $\lambda$ . Le coefficient  $C_{\lambda}$  est en accord avec celui proposé par Weisskopf [96] grâce au modèle de particules indépendantes, et supposé constant,

$$C_{\lambda} = \frac{36(\lambda+1)(2\lambda+1)}{\lambda(\lambda+3)^2[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{R}{\hbar c}\right)^{2\lambda}. \quad (2.65)$$

Ce coefficient correspond au cas d'une transition électrique. Une comparaison à l'expérience [97] a été effectuée et contredit l'intensité donnée par le coefficient. Un facteur correctif a donc été ajouté pour chaque multipolarité pour reproduire au mieux les données. Dans le cas de la transition dipolaire électrique ( $\lambda = 1$ ), l'intensité est de l'ordre de 0,001 Wu, et pour la transition quadrupolaire ( $\lambda = 2$ ), 5 Wu. Wu représente l'unité de Weisskopf, obtenue grâce à l'équation (2.65) pour chaque multipolarité. Les valeurs des intensités obtenues respectivement pour les transitions dipolaire et quadrupolaire élec-



triques sont :

$$C_{E1} = 1,8432A^{\frac{2}{3}}10^{-10} \quad (2.66)$$

$$C_{E2} = 8,9365A^{\frac{4}{3}}10^{-12}. \quad (2.67)$$

Nous ne prendrons pas en compte les transitions magnétiques car leur intensité est plus faible et elles sont donc négligeables.

Pour les calculs statistiques, le processus d'émission de photons gamma n'est pas dominant puisqu'il s'agit d'un processus électromagnétique. Contrairement à l'émission de particules légères, soumises à l'interaction forte, l'émission de photons n'est pas favorisée. Nous ne pourrions donc pas observer une différence significative sur les sections efficaces d'évaporation, si l'émission de photon gamma est incluse. Par contre, lors des calculs de temps de fission, ce processus sera très important (cf. Chapitre 4).

## 2.2 Description des paramètres physiques communs à l'ensemble des formalismes

Lors de la présentation des formalismes, il a été mentionné la nécessité d'introduire plusieurs quantités physiques pour décrire le système. Par exemple les énergies de séparation de particules légères, la hauteur de la barrière de fission, ..., dont nous avons déjà discuté et qui sont intrinsèques aux différents formalismes. Mais une autre quantité apparaît dans l'ensemble des formalismes que nous venons de décrire : la densité de niveaux. Cette dernière va permettre de déterminer le nombre de microétats accessibles et prendra en compte l'ensemble des informations nécessaires pour décrire le système. Bien entendu, le paramètre associé aux modèles utilisés pour estimer la densité de niveaux fera également l'objet d'une description et d'une étude de sensibilité.

### 2.2.1 La densité de niveaux

Une des propriétés de la densité de niveaux est qu'elle augmente très rapidement avec l'énergie d'excitation. De plus, elle dépend du nombre de neutrons et de protons, de la déformation du noyau, du moment angulaire total, de la présence ou non de correction de couches... La description microscopique jouera donc un rôle très important sur l'évaluation du nombre de microétats que le système pourra atteindre. Malheureusement, celle-ci ne peut être évaluée qu'à travers une modélisation nucléaire qui correspond à un problème à

N-corps. Or, nous ne pouvons pas traiter un problème à N-corps de manière analytique, sauf dans certains cas particuliers. C'est la raison pour laquelle, du fait des hypothèses faites pour contourner ce problème, beaucoup de variables physiques ne sont connues que de manière approximative. De plus, nous allons devoir extrapoler la densité de niveaux dans des régions de masse, de charge, d'énergie d'excitation, de moment angulaire ou de déformation pour lesquelles nous n'avons que peu de connaissances.

La densité de niveaux détermine le nombre de façons différentes de répartir un ensemble de nucléons dans différentes orbites lorsque l'énergie d'excitation est comprise entre  $E$  et  $E + dE$ . C'est donc un problème combinatoire où il est nécessaire de spécifier quel modèle est utilisé (si les particules interagissent ou pas). Si elles interagissent entre elles, l'interaction résiduelle doit donc être précisée. Il existe plusieurs méthodes pour calculer ces densités de niveaux. La première, qui est également la plus vieille méthode développée, est appelée "approche thermodynamique" et prend en compte quelques considérations de mécanique statistique. Dans ce cas, la fonction de partition grand canonique qui contient l'essentiel des informations statistiques nécessaires au calcul est utilisée. Lorsque la description des orbites, sur lesquelles évoluent les nucléons, est assez simple, une solution analytique est possible. C'est à partir de cette dernière que les densités de niveaux que nous utiliserons par la suite, en utilisant l'hypothèse de particules sans interactions (Gaz de Fermi), ont été dérivées. Une autre méthode existe et nécessite de grands temps de calculs dû au simple fait qu'elle dénombre numériquement l'ensemble des combinaisons possibles pour une énergie d'excitation, un moment angulaire total et un ensemble d'orbites disponibles. Cette méthode est beaucoup plus précise lorsque l'énergie d'excitation est faible ou près de la ligne yrast.

Du fait de l'utilisation de deux formalismes pour le calcul de la largeur d'évaporation de particule légères, Weisskopf, qui ne présente pas de dépendance en moment angulaire, et Hauser-Feshbach qui en présente une, nous avons donc dû inclure deux formules de densités de niveaux. La première, qui va servir au formalisme de Weisskopf, est de la forme suivante [98] :

$$\rho(Z, N, E^*) = \frac{6^{\frac{1}{4}}}{12} \sqrt{\frac{g_0^2}{4g_n(\epsilon_F^n)g_p(\epsilon_F^p)}} \frac{g_0}{(g_0 E^*)^{\frac{5}{4}}} \exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}} g_0 E^*\right), \quad (2.68)$$

où  $g_0 = g_n(\epsilon_F^n) + g_p(\epsilon_F^p)$ ,  $g_n(\epsilon_F^n)$  et  $g_p(\epsilon_F^p)$  sont les densités d'états à une particule à l'énergie de Fermi.  $g_p(\epsilon_F^p)$  et  $g_n(\epsilon_F^n)$  sont calculées respectivement pour le cas des protons et des

neutrons seuls. Le paramètre  $g_0$ , qui est la somme des deux premières contributions, n'est rien d'autre que la densité de niveaux à une particule du système. Celui-ci est relié au paramètre de densité de niveaux  $a$ , dont nous parlerons dans la prochaine section. La formule précédente a été obtenue en prenant en compte, lors de la description du système, deux types de particules, les protons et les neutrons. Il y a eu différenciation de ces deux types de particules lorsque la fonction grand canonique a été explicitée. Mais, nous devons maintenant déterminer quelles sont les valeurs de  $g_n(\epsilon_F^n)$  et  $g_p(\epsilon_F^p)$ , qui conduiront à introduire de nouveaux paramètres libres, tels que les énergies de Fermi, les épaisseurs de diffusion de la surface nucléaire pour le cas des protons et des neutrons... Or ces paramètres ne sont pas si bien connus et de plus il a été remarqué [98] que les corrections apportées par la prise en compte d'un excès de neutrons sont négligeables. Nous ne prendrons donc pas en compte, par la suite, l'excès de neutrons dans la formule de densité de niveaux, et nous utiliserons la formule suivante [98] :

$$\rho(A, E^*) = \frac{6^{\frac{1}{4}}}{12} \frac{g_0}{(g_0 E^*)^{\frac{5}{4}}} \exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2}{6} g_0 E^*}\right), \quad (2.69)$$

où, nous nous restreindrons donc à l'hypothèse d'un nombre de neutrons et de protons égaux ( $Z = N = \frac{A}{2}$ ), donc à l'égalité suivante  $g_n(\epsilon_F^n) = g_p(\epsilon_F^p)$  où l'ensemble des paramètres intrinsèques à ces deux quantités ont été pris égaux pour le cas des neutrons et des protons.

Il est également possible de ne pas distinguer les neutrons et les protons. Pour cela, la grande fonction de partition est explicitée seulement avec le nombre  $A$  de nucléons. La formule de densité de niveaux devient donc [98] :

$$\rho(A, E^*) = \frac{1}{\sqrt{48} E^*} \exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2}{6} g_0 E^*}\right). \quad (2.70)$$

Mais, comme nous pouvons le remarquer dans les équations (2.69) et (2.70), le terme  $E^*$ , qui correspond à la valeur de l'énergie d'excitation à laquelle le calcul est effectué, est présent au dénominateur. Ces deux formules de densités de niveaux sont donc divergentes en zéro, et cela peut avoir des conséquences très importantes sur les sections efficaces d'évaporations, comme des irrégularités sur les fonctions d'excitation. Il est donc très important de supprimer cette discontinuité. Ce problème vient de la méthode utilisée pour obtenir la densité de niveaux à partir de la transformée de Laplace inverse, qui fait apparaître au dénominateur un pôle, comme dans l'équation (2.69) par exemple avec le

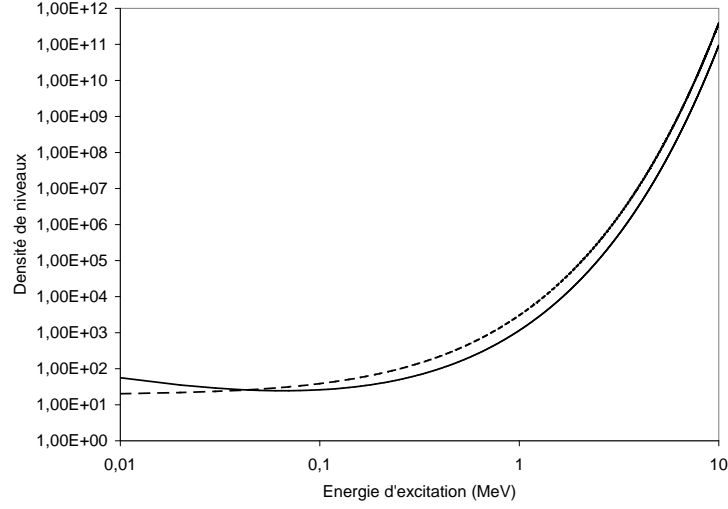


FIG. 2.14 – Comparaison des formules de densité de niveaux indépendantes du moment angulaire. En trait plein, la formule de densité en accord avec l'équation (2.69) est utilisée, en tirets celle correspondant à l'équation (2.71).

terme  $(g_0 E^*)^{\frac{5}{4}}$ . Une autre méthode [99] consiste à modifier la grande fonction de partition du système en lui retranchant la contribution du fondamental. La formule de densité de niveaux devient :

$$\rho(E^*) = \frac{\exp\left[\left(\beta_0 E^* + \frac{a}{\beta_0}\right)\right] \left(1 - \exp\left[\frac{-a}{\beta_0}\right]\right)}{\sqrt{48E^*} \sqrt{1 - \frac{E^* \beta_0 \exp\left[\frac{-a}{\beta_0}\right]}{2}}}, \quad (2.71)$$

qui présente la particularité de ne pas diverger en zéro.  $\beta_0 = \sqrt{\frac{a}{E^*}} = T^{-1}$  est relié à la température.

Sur la Figure 2.14 est reportée la comparaison des deux équations (2.69) et (2.71). Nous pouvons tout d'abord remarquer que cette dernière ne présente pas de divergence en zéro, comme voulu. De plus, seule une petite différence apparaît entre les deux formules à plus haute énergie d'excitation. Nous verrons par la suite si cela à un effet important ou pas sur les sections efficaces, mais cette différence est à peu près d'un facteur 3 à basse énergie d'excitation, de 4 environ vers 10 MeV (et 6 vers 100 MeV). Mais ce qui est le plus important pour les calculs statistiques, c'est le rapport de densité de niveaux à deux énergies d'excitation distinctes. Sur la Figure 2.14, les deux densités de niveaux présentent la même tendance, donc nous nous attendons à ce qu'il n'y ait que très peu de

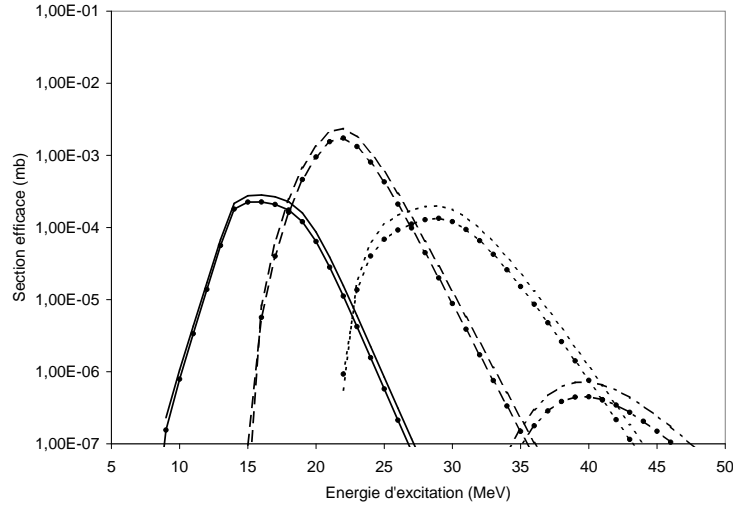


FIG. 2.15 – Influence de la densité de niveaux sur les sections efficaces de résidus pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Les courbes sans symbole et avec symboles correspondent respectivement à l'utilisation de l'équation (2.69) et de l'équation (2.71). Les courbes en trait plein, en tirets, en pointillés et en tirets-pointillés correspondent respectivement aux voies d'évaporation  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$  et  $4n$ .

différences lors des calculs de probabilités, suivant le choix de cette dernière. Ceci peut être observé sur la Figure 2.15, où est reportée l'influence de la formule de densité de niveaux sur les sections efficaces de résidus. Nous avons utilisé pour ces calculs le formalisme de Weisskopf, donc sans dépendance de moment angulaire. Les courbes sans symbole ont été obtenue en utilisant l'équation (2.69), et pour celles avec symboles, l'équation (2.71). Nous pouvons observer qu'il y a très peu de différences entre les deux calculs associés à une voie de désexcitation. Pour le canal d'évaporation  $1n$ , nous obtenons pour la courbe sans symbole, une valeur maximale de  $2,82 \cdot 10^{-4}$  mb, et pour celle avec symbole,  $2,26 \cdot 10^{-4}$  mb. Ce qui donne environ 20% d'erreur relative pour la section efficace la plus probable. Pour le canal d'évaporation  $2n$ , nous obtenons une erreur relative de 26%, pour  $3n$ , 32% et enfin pour  $4n$ , 37%.

Pour le formalisme de Hauser-Feshbach, des formules de densité de niveaux dépendantes du moment angulaire, ont été développées par Bohr et Mottelson [98]. La formule utilisée dans la première version de Kewpie était la suivante :

$$\rho(A, E^*, J) = \frac{\pi}{48} 6^{-\frac{1}{4}} (2J + 1) g_0 \left( \frac{g_0 \hbar^2}{I_{rig}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\exp \left( 2 \sqrt{\frac{\pi^2}{6} g_0 (E^* - E_{rot}(J))} \right)}{(g_0 (E^* - E_{rot}(J)))^{\frac{7}{4}}}. \quad (2.72)$$

Or celle-ci a été développée à partir de l'approximation de l'existence d'un seul type de particules, le nucléon.  $E_{rot}(J) = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2I_{rig}}$  est l'énergie de rotation associée au moment angulaire  $J$ . Celle-ci détermine l'énergie qui a été gelée par le système pour qu'il puisse tourner sur lui-même. Dans cette formule de densité de niveaux, cette contribution doit donc être retranchée à l'énergie d'excitation totale du système pour déterminer l'énergie d'excitation effective, "utilisable" par les nucléons.  $I_{rig}$  est le moment d'inertie des noyaux considérés indéformables. Pour un noyau sphérique dans son état fondamental,

$$I_{gd} = \frac{2Ar^2}{5}. \quad (2.73)$$

Pour tenir compte de la déformation au niveau du point selle, le moment d'inertie obtenu pour l'état fondamental  $I_{gd}$  est multiplié par le facteur de correction développé par Hasse et Myers [82] :

$$I_{sd} = I_{gd}\left(1 + \frac{7}{6}y\left(1 + \frac{1396}{255}y\right)\right), \quad (2.74)$$

où  $y = 1 - x$ , avec  $x$  le paramètre de fissilité.

Une autre manière d'introduire le moment angulaire dans la densité de niveau existe. Le moment angulaire total du noyau résulte de la superposition des moments angulaires individuels de ses nucléons. Si le nombre de particules et de trous, qui se trouvent hors de l'état où ils sont en moyenne, est grand, la superposition aléatoire des projections individuelles de chaque nucléons (ou trous) conduira à une distribution gaussienne des états. Il faut donc des énergies d'excitation suffisamment élevées pour pouvoir vérifier cette condition. La formule de densité de niveaux s'exprime alors ainsi,

$$\rho(A, E^*, J) = \frac{(2J+1)\rho(A, E^*)}{\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left(\frac{-J(J+1)}{2\sigma^2}\right), \quad (2.75)$$

où  $\sigma^2$  est appelé le paramètre de spin cut-off, évalué grâce au moment d'inertie  $I_{rig}$  et à la température  $T$  par :

$$\sigma^2 = \frac{I_{rig}T}{\hbar^2}. \quad (2.76)$$

Sur la Figure 2.16 est reportée la comparaison entre les deux équations de densité de niveaux (2.72) et (2.75), où pour cette dernière nous avons utilisé l'équation (2.71) pour la densité de niveaux indépendante du moment angulaire. Nous pouvons remarquer un accord parfait à haute énergie d'excitation, à partir de  $E^* = 1$  MeV. Cela signifie que l'approximation gaussienne faite lors de l'introduction du moment angulaire est valable sur tout le domaine en énergie d'excitation qui nous intéresse. En dessous de  $E^* = 1$  MeV,

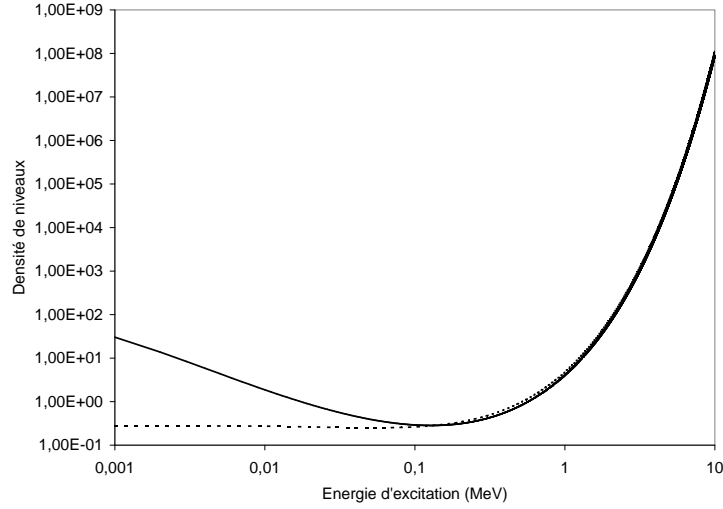


FIG. 2.16 – Comparaison des formules de densité de niveaux dépendantes du moment angulaire. En trait plein, la formule de densité en accord avec l'équation (2.72) est utilisée, en tirets celle correspondant à l'équation (2.75).

l'équation (2.72) diverge à cause du terme lié à l'énergie d'excitation au dénominateur, mais c'est un domaine en énergie qui ne nous concerne que très peu. Par contre, si nous augmentons la valeur du moment angulaire, qui était nul pour la Figure 2.16, la divergence se produira lorsque l'énergie d'excitation tendra vers l'énergie de rotation. Cela signifie que pour de grandes valeurs de moment angulaire nous pourrions observer une divergence de la densité de niveaux à des énergies qui nous concernent davantage. Par la suite, nous utiliserons donc les équations de densité de niveaux (2.71) et (2.75), pour ne pas avoir ce problème avec la divergence en zéro ou lorsque l'énergie d'excitation tend vers l'énergie de rotation. De plus, un dénombrement cohérent du nombre de microétat aura lieu, pour un calcul avec ou sans moment angulaire, puisque la même densité de niveaux sera utilisée.

L'ensemble des équations présentées ci-dessus, exceptée l'équation (2.71) pour la borne inférieure, ne sont valides que pour une certaine région en énergie [98] :

$$\frac{\epsilon_F}{A} \ll E^* \ll \epsilon_F A^{\frac{1}{3}}, \quad (2.77)$$

où  $\epsilon_F \approx 37$  MeV est l'énergie de Fermi. C'est la raison pour laquelle, nous devons faire très attention à basse énergie d'excitation. La condition  $\frac{\epsilon_F}{A} \ll E^*$  correspond seulement au fait que l'énergie d'excitation doit être supérieure à l'énergie du premier état excité. Mais, il existe également une borne supérieure  $E^* \ll \epsilon_F A^{\frac{1}{3}}$ , due au fait que le modèle

de particules indépendantes n'est plus justifié à haute énergie. Vers cette limite, nous ne pouvons plus considérer que le noyau est similaire à un gaz non-dégénéré. Si nous effectuons un calcul de cette borne supérieure pour le cas de l'Uranium 238, par exemple, nous obtenons :  $\epsilon_F A^{\frac{1}{3}} \approx 230$  MeV. Cette limite est particulièrement éloignée de la région qui nous intéresse pour les calculs statistiques sur les noyaux superlourds ; elle sera cependant atteinte lors des calculs de temps de fission moyen que nous ferons au Chapitre 4. Il faudra donc faire très attention à l'interprétation des résultats dans cette région et garder à l'esprit cette approximation.

Une remarque que nous pouvons également faire sur ces densités de niveaux est qu'elles varient comme  $\exp\left(2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}g_0E^*}\right)$  à haute énergie d'excitation. Ce résultat reflète seulement la combinatoire de la répartition de l'énergie d'excitation entre les divers nucléons du noyau. Il dépend fortement du détail de la densité de niveaux des nucléons autour du niveau de Fermi, et plus précisément du nombre moyen de nucléons excités. Ces derniers subissent, autour du niveau de Fermi, une excitation moyenne de l'ordre de la température et les niveaux concernés sont dans une bande d'énergie de largeur proche de la température qui entoure le niveau de Fermi. Les noyaux qui présentent des anomalies dans cette région, tels que les noyaux magiques, auront donc des propriétés de désexcitation modifiées. Nous verrons dans la prochaine section comment ce phénomène sera pris en compte.

Les formules présentées ci-dessus correspondent à des densités de niveaux intrinsèques, liées à l'utilisation de l'approximation du gaz de Fermi (modèle de particules indépendantes). Aucune corrélation n'est prise en compte entre les particules à basse énergie. C'est le choix d'un modèle assez simple que nous avons fait pour obtenir une formule de la densité de niveaux analytique. Il est donc nécessaire d'introduire un facteur d'augmentation collectif (*enhancement*) pour corriger et prendre en compte ces corrélations entre les particules. Ce facteur a été introduit par Ericson [100] et développé plus tard par Bjornholm [101] et par Hansen et Jensen [102]. Les excitations collectives, qu'elles soient d'origine rotationnelles ou vibrationnelles, augmentent la densité de niveaux jusqu'à une certaine énergie critique  $E_{crit}$ , au delà de laquelle la notion de collectivité perd sa justification. Le facteur collectif est donc corrigé par un facteur multiplicateur  $f(E^*)$  correspondant à une fonction de Fermi :

$$f(E^*) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E^* - E_{crit}}{d_{crit}}\right)}, \quad (2.78)$$



où  $E_{crit}$  a été évaluée par Junghans *et al.* [103] à 40 MeV. Le paramètre de largeur de la distribution  $d_{crit}$  vaut  $\frac{E_{crit}}{4}$ . Le facteur d'augmentation collectif dépend fortement de la structure du noyau. Pour des noyaux ayant une déformation axiale prolate, qui correspond à l'ensemble des noyaux que nous étudierons, le facteur collectif dû à la rotation est évalué [15] à :

$$K_{rot} = 0,014A^{\frac{5}{3}}T\left(1 - \frac{\beta_2}{3}\right), \quad (2.79)$$

où  $T$  est le paramètre lié à la température du système, et  $\beta_2$  à la déformation quadrupolaire. Dans notre cas, ce facteur est utilisé au niveau du point selle où les corrélations collectives dû aux niveaux rotationnels sont plus importantes que celles provenant d'effets vibrationnels. Pour l'état fondamental, qui sera considéré comme sphérique, nous ne prendrons en compte que le facteur collectif dû aux vibrations [15] :

$$K_{vib} = (1 + 0,14\Delta N + 0,23\Delta Z)^2, \quad (2.80)$$

où  $\Delta N$  et  $\Delta Z$  représente respectivement le nombre de neutrons et de protons de valence, ou les trous de valence, associés à la fermeture de couches la plus proche. Nous pouvons remarquer que lorsqu'un noyau est doublement magique, le facteur  $K_{vib}$  est égal à l'unité. Aucune modification de la densité de niveaux intrinsèque n'est donc prise en compte dans ce cas-ci.

La probabilité de fission sera donc modifiée de la façon suivante :

$$(\Gamma_f)_{Coll} = (\Gamma_f)_{int} \left( \frac{K_{rot}^{sd}}{K_{vib}^{gd}} \right) f(E^*), \quad (2.81)$$

où  $(\Gamma_f)_{int}$  correspond à la largeur de fission obtenue à partir des densités de niveaux intrinsèques. Pour être consistant, lors du dénombrement du nombre de microétats pour l'émission de particules légères, nous devrions également inclure un coefficient d'augmentation collective. Mais, celui-ci ne serait pris en compte que pour l'état fondamental du noyau père et du noyau fils, c'est à dire, que seul le facteur d'augmentation collectif vibrationnel serait inclus. La formule (2.80) montre que la correction dû à ces effets collectifs, lors du calcul de la probabilité d'émettre une particule reste négligeable dans tous les cas, puisque seule une particule, voire 4 dans le cas d'un alpha, diffère entre le noyau père et le noyau fils. C'est la raison pour laquelle, ce facteur n'est inclus que pour le calcul de la probabilité de fission, où la différence est bien plus importante.

Nous devons maintenant faire une remarque importante à propos de l'effet de ces facteurs collectifs lors des calculs des sections efficaces de résidus dans la région des noyaux superlourds. Ces facteurs vont favoriser la fission des noyaux superlourds par rapport à l'évaporation de particules légères et pourraient expliquer les faibles sections efficaces de résidus mesurées comparées à celles prédites par les calculs statistiques [15] avec des paramètres fixés aux valeurs déterminées pour des noyaux plus légers. Or lors du calcul de la probabilité de fission, le rapport entre le nombre de microétats au point selle et à l'état fondamental est déterminé. Dans le cas des noyaux superlourds, dû à leur fissilité proche de l'unité, la déformation du point selle est très proche de celle de l'état fondamental. L'influence du facteur collectif rotationnel n'apportera donc qu'une légère modification du calcul de probabilité. Les facteurs collectifs d'origine rotationnelle et vibrationnelle ne peuvent pas à eux seuls expliquer le désaccord entre les sections efficaces expérimentales et les calculs statistiques. La même conclusion ne peut pas être tirée par contre pour les actinides, qui eux présentent une déformation très importante du point selle par rapport à l'état fondamental. Il sera nécessaire d'inclure ces facteurs collectifs, dans le cas des actinides, pour reproduire les sections efficaces de résidus.

### 2.2.2 Le paramètre de densité de niveaux

Jusqu'à maintenant, seul le paramètre  $g_0$ , qui correspond à la densité d'états à une particule, a été utilisé alors que généralement c'est le paramètre de densité de niveaux  $a$  (exprimé en  $\text{MeV}^{-1}$ ) qui est introduit. La relation entre ces deux quantités, selon le modèle de Gaz de Fermi, est :

$$a = \frac{\pi^2}{6} g_0 \approx \frac{A}{14}. \quad (2.82)$$

Or, ce modèle n'est qu'approximatif puisqu'il néglige les interactions résiduelles entre les nucléons, les effets de surface... Cependant, la simplicité de cette formulation a conduit à conserver son formalisme et à ajuster ce paramètre sur l'expérience ou sur des modèles plus élaborés. D'où, un paramètre de densité de niveaux à peu près égal à  $a \approx \frac{A}{8}$  pour des noyaux froids. Il faut noter cependant que cette valeur permet seulement de reproduire la tendance du paramètre de densité de niveaux (cf. Figure 2.17).

Dans Kewpie2, nous avons choisi d'utiliser la paramétrisation du paramètre de densité de niveaux proposée par Töke et Swiatecki [105], pour l'ensemble de nos calculs. Ces derniers ont pris en compte des bords diffus pour les noyaux, et donc une densité non plus constante, comme le modèle de gaz de Fermi le propose, mais dépendante du rayon. Ce

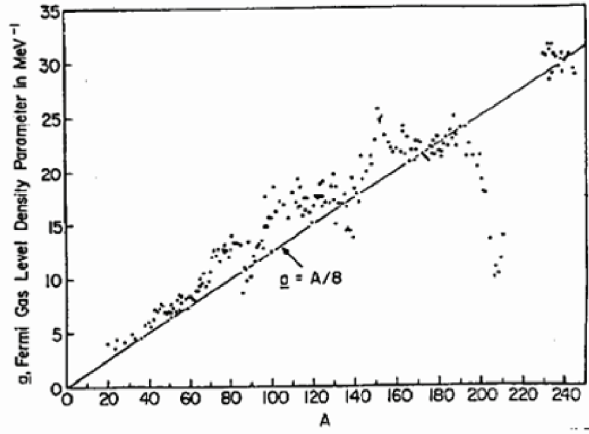


FIG. 2.17 – Figure obtenue dans la référence [104] où sont comparées les données et le calcul du paramètre de densité de niveaux avec  $a = \frac{A}{8}$  (courbe en trait plein).

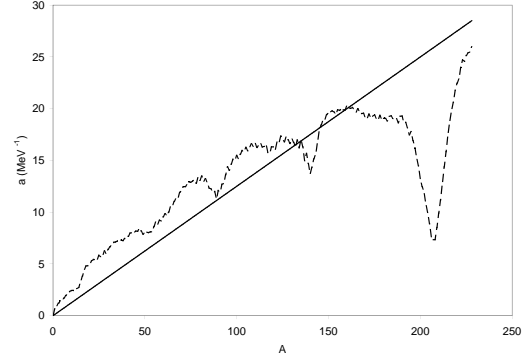


FIG. 2.18 – 2 calculs de paramètre de densité de niveau avec la courbe en tirets correspondant à la formule de Töke-Swiatecki [105] avec la prescription d'Ignatyuk [106], et en trait plein,  $a = \frac{A}{8}$  (comme sur la Figure 2.17).

modèle prend donc en compte les effets de surface des noyaux et le paramètre de densité de niveaux devient :

$$a = \frac{A}{14,61} \left( 1 + 3,114 \frac{B_s}{A^{\frac{1}{3}}} + 5,626 \frac{B_k}{A^{\frac{2}{3}}} \right), \quad (2.83)$$

où  $B_s$  et  $B_k$  représentent les variations d'aire de la surface et de la courbure intégrée du noyau en fonction de la déformation de ce dernier. Ces variables sont normalisées à 1 lorsque le noyau est considéré sphérique. Si le paramètre de densité de niveaux est exprimé par l'expression suivante :  $a = \frac{A}{f}$ , contrairement à celui provenant du modèle simple du gaz de Fermi, où le facteur  $f$  est constant et égal à 14, il dépend du nombre de masse  $A$  pour Töke-Swiatecki. Pour tenir compte de la déformation, la paramétrisation de Hasse et Myers [82] est utilisée,

$$B_s = 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 - \frac{4}{105} \alpha_2^3 \quad (2.84)$$

$$B_k = 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \frac{16}{105} \alpha_2^3, \quad (2.85)$$

où  $\alpha_2$ , qui a déjà été introduit lors de la discussion sur le processus de fission, est le paramètre de déformation qui est relié à la déformation quadrupolaire  $\beta_2$  du noyau par :

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_2. \quad (2.86)$$

Cette équation sera utilisée pour prendre en compte la déformation de l'état fondamental.

Pour la détermination de la déformation du point selle,  $\alpha_2$  est paramétrisé suivant la fissilité  $x$  grâce à la relation suivante :

$$\alpha_2 = \frac{7}{3}y - \frac{938}{765}y^2, \quad (2.87)$$

où  $y = 1 - x$ . Cette paramétrisation a été obtenue à partir de l'utilisation d'un potentiel macroscopique provenant du modèle de la goutte liquide, sans déformation de l'état fondamental. Il est maintenant nécessaire de discuter des améliorations qui peuvent être apportées à la paramétrisation de Töke-Swiatecki, ainsi que leurs effets sur les sections efficaces de résidus.

### 2.2.2.1 La dépendance énergétique des énergies de correction de couches

Tout d'abord, la dépendance du paramètre de densité de niveaux en fonction de la structure du noyau sera étudiée dans cette section. Pour certains noyaux, le paramètre de densité de niveaux présente des irrégularités (cf. Figure 2.17), qui s'expliquent par la structure en couches des noyaux. Cet effet est particulièrement remarquable aux alentours de  $A = 208$ , qui correspond notamment au plomb. Comme nous l'avons déjà dit, pour ces noyaux dits "magiques", les niveaux autour de celui de Fermi sont modifiés de façon considérable et vont influencer fortement le paramètre de densité de niveaux. Pour tenir compte de ces modifications, Ignatyuk [106] a proposé d'inclure dans le calcul du paramètre de densité de niveaux, une dépendance en fonction des énergies de correction de couches. En même temps, il a introduit la dépendance de ces dernières en fonction de la température. Actuellement, c'est la seule modélisation simple qui existe, mais aucune théorie ne permet de confirmer ses résultats, ni pour la tendance ni pour l'amplitude des corrections appliquées. Dans l'état fondamental, nous utilisons donc la prescription d'Ignatyuk de la manière suivante :

$$a_{gd} = a \left( 1 + f(E^*) \frac{\Delta E}{E^*} \right), \quad (2.88)$$

avec  $a$  qui a été calculé grâce à l'équation (2.83).  $\Delta E$  est l'énergie de correction de couches associée au noyau considéré pour une température nulle. La fonction  $f(E^*)$  dépend exponentiellement de l'énergie d'excitation,

$$f(E^*) = 1 - \exp\left(-\frac{E^*}{E_d}\right), \quad (2.89)$$

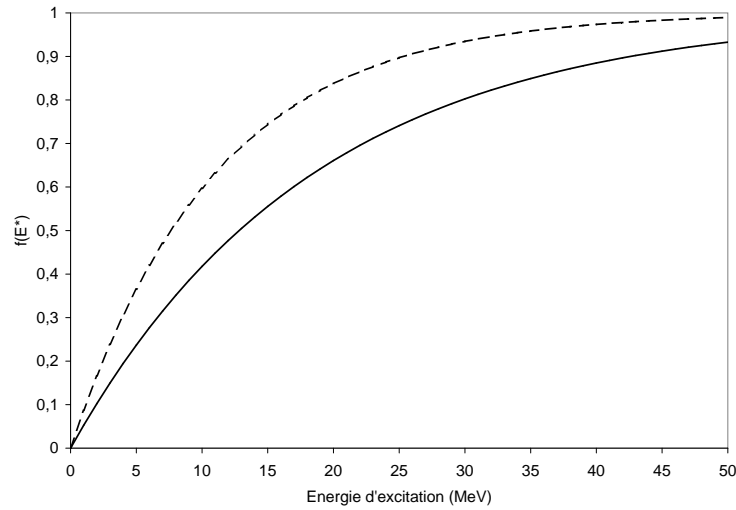


FIG. 2.19 – Dépendance énergétique de la prescription d’Ygnatyuk  $f(E^*)$ . La courbe en trait plein utilise un paramètre de damping de  $E_d = 18,5$  MeV, et la courbe en tirets,  $E_d = 11$  MeV.

où  $E_d$  est fixé à 18,5 MeV par Ignatyuk grâce à un ajustement effectué sur l’ensemble des noyaux stables. Nous verrons par la suite que nous considérerons ce paramètre comme libre et que nous pourrions le faire varier pour observer son effet sur les calculs. Sur la Figure 2.19 est reportée la dépendance énergétique de  $f(E^*)$ . Il est important de noter que lorsque l’énergie d’excitation est égale à l’énergie de damping,  $f(E^*)$  est égale à 0,63. Le fait de diminuer la valeur de l’énergie de damping va avoir comme conséquence de réduire plus rapidement les énergies de correction de couches. La disparition des énergies de correction de couches à haute énergie d’excitation vient du fait que les nucléons au sein du noyau possèdent, en moyenne, une plus grande énergie cinétique et peuvent aller peupler plus facilement de nouvelles couches qui leur étaient jusqu’alors inaccessibles. La prescription d’Ignatyuk sera incluse seulement au niveau de l’état fondamental, car aucune énergie de correction de couches ne sera prise en compte au niveau du point selle. La Figure 2.18 présente un calcul effectué en utilisant la paramétrisation de Töke-Swiatecki avec la prescription d’Ignatyuk (courbe en tirets). Elle confirme, d’une part l’utilisation de la paramétrisation de Töke-Swiatecki, par rapport à la tendance moyenne obtenue, et d’autre part, que la prescription d’Ignatyuk contribue bien à prendre en compte les effets de structure.

Nous allons maintenant étudier la manière dont la prescription d’Ignatyuk tient compte de la dépendance de la température. Pour cela, il est nécessaire de détailler le calcul de la

largeur de fission en commençant par la réduire à la formulation suivante :

$$\Gamma_f \approx \frac{\rho_C^{sd}(E^* - B_f)}{\rho_C^{gd}(E^*)} \approx \frac{\exp\left(2\sqrt{a_{sd}(E^* - B_f)}\right)}{\exp\left(2\sqrt{a_{gd}E^*}\right)}, \quad (2.90)$$

où nous avons supprimé le préfacteur et également l'intégrale sur l'énergie cinétique. Pour le passage entre le membre du milieu et celui de droite, l'expression de la densité de niveaux a été réduite à son terme principal qui est le facteur exponentiel. Les paramètres de densité de niveaux au point selle et à l'état fondamental sont supposés égaux,  $a_{sd} = a_{gd} = a$ . La seule différence intervient au niveau de l'état fondamental où la prescription d'Ignatyuk est prise en compte,

$$a_{sd} = a \quad (2.91)$$

$$a_{gd} = a \left(1 + f(E^*) \frac{\Delta E}{E^*}\right). \quad (2.92)$$

En introduisant  $a_{sd}$  et  $a_{gd}$  dans le dernier membre de l'équation (2.90), et en effectuant un développement limité de la racine carré en considérant que  $E^* \gg B_f$  et  $E^* \gg \Delta E$ ,

$$\Gamma_f \approx \frac{\exp\left[2\sqrt{aE^*}\left(1 - \frac{B_f}{2E^*}\right)\right]}{\exp\left[2\sqrt{aE^*}\left(1 + \frac{f(E^*)\Delta E}{2E^*}\right)\right]} = \exp\left[-\sqrt{\frac{a}{E^*}}(B_f + f(E^*)\Delta E)\right]. \quad (2.93)$$

Or, nous avons vu que  $B_f = B_{LDM} - \Delta E$ . En explicitant la fonction  $f(E^*)$ , la largeur de fission devient donc :

$$\Gamma_f \approx \exp\left[-\frac{(B_{LDM} - e^{\frac{-E^*}{E_d}})\Delta E}{T}\right], \quad (2.94)$$

où  $T = \sqrt{\frac{E^*}{a}}$  est la température. Par analogie à la formule de Bohr et Wheeler qui peut s'écrire :

$$\Gamma_f \propto \exp\left(-\frac{B_f}{T}\right), \quad (2.95)$$

nous pouvons donc conclure que nous avons redéfini une barrière de fission effective  $B_f^{eff}$  qui tient compte de l'énergie d'excitation,

$$B_f^{eff} = B_{LDM} - \exp\left(\frac{-E^*}{E_d}\right) \Delta E. \quad (2.96)$$

Le résultat sera très important pour l'étude des noyaux superlourds, puisque la barrière de fission provient essentiellement des énergies de correction de couches. Il est donc im-

portant de noter que la barrière de fission pour ces noyaux dépendra très fortement de la température. Nous nous sommes seulement intéressés ici à l'effet de la prescription d'Ignatyuk sur le calcul de la largeur de fission. Mais celle-ci intervient également dans le calcul de la largeur d'évaporation de particules légères, où les paramètres de densités de niveaux sont évalués uniquement dans l'état fondamental. En revanche, dans ce cas, la prescription d'Ignatyuk n'influence pratiquement pas la largeur d'évaporation puisqu'en effectuant un calcul similaire à celui pour obtenir la barrière de fission effective, nous trouvons que l'énergie de liaison neutron effective est :

$$B_n^{eff} = B_n - f(E^*) (\Delta E_S - \Delta E_R), \quad (2.97)$$

où  $\Delta E_S$  et  $\Delta E_R$  représentent respectivement les énergies de correction de couches du noyau père et du noyau fils. Comme ces dernières sont relativement proches l'une de l'autre, la contribution de la prescription d'Ignatyuk à l'énergie de liaison neutron effective est minime.

### 2.2.2.2 La déformation de l'état fondamental

L'implémentation de la déformation de l'état fondamental pose un problème conceptuel important. Dans le cas des noyaux relativement bien connus et stables, de plus faible fissilité par rapport aux noyaux superlourds, la déformation du point selle est plutôt large. Par exemple, pour l'uranium 238, qui présente une fissilité  $x \approx 0,78$ , la déformation du fondamental, obtenue dans la table de Møller et Nix, est de  $\beta_2 = 0,215$ . Au niveau du point selle,  $\beta_2$  est de 0,934. Mais les noyaux superlourds possèdent une fissilité très proche de l'unité, ce qui implique que la déformation du point selle est très proche de celle de l'état fondamental. Si l'état fondamental est supposé sphérique, aucun problème apparaît. Mais les prédictions de la table de Møller et Nix pour cette région prédisent des déformations de l'état fondamental de l'ordre de  $\beta_2 \approx 0,2$  qui sont supérieures à celles obtenues par la paramétrisation de Hasse et Myers (cf. formule 2.85) pour le point selle qui sont également de l'ordre et parfois inférieures à 0,2. La méthode, que nous avons choisi d'appliquer pour résoudre ce problème, a été d'additionner les deux déformations pour définir celle du point selle,

$$\beta_s = \beta_2 + \beta_{HM}, \quad (2.98)$$

où  $\beta_s$ ,  $\beta_2$  et  $\beta_{HM}$  représentent respectivement la nouvelle déformation du point selle, celle de l'état fondamental et enfin celle du point selle obtenue par la paramétrisation de Hasse et Myers.

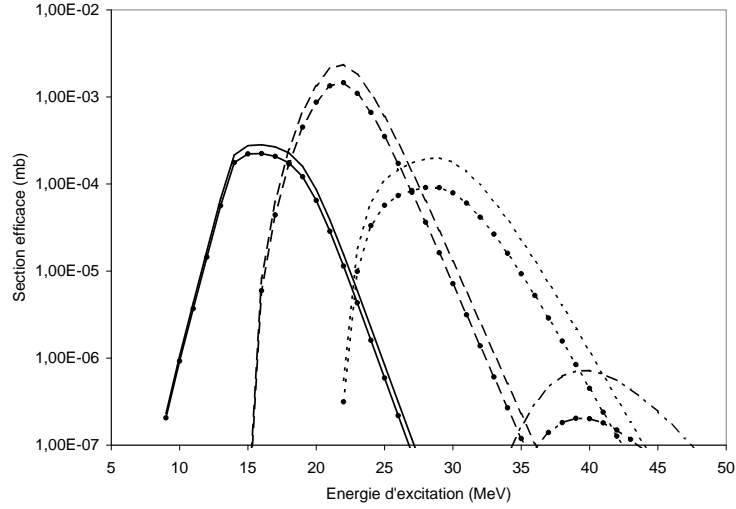


FIG. 2.20 – Effet de l'implémentation de la déformation de l'état fondamental sur les sections efficaces d'évaporation pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Les courbes sans symbole et avec symboles correspondent respectivement à des calculs sans prise en compte de la déformation de l'état fondamental et avec prise en compte de la déformation de l'état fondamental. Les courbes en trait plein, en tirets, en pointillés et en tirets-pointillés correspondent respectivement aux voies d'évaporation  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$  et  $4n$ .

Sur la Figure 2.20 est reporté l'effet de la prise en compte de la déformation de l'état fondamental sur les sections efficaces d'évaporation (ici,  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$  et  $4n$  pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ ). La première série de calculs a été effectuée en considérant que l'état fondamental était sphérique pour l'ensemble des noyaux. Cela signifie que seule la paramétrisation de Hasse et Myers est retenue pour définir la déformation du point selle. Pour la deuxième série, nous avons inclus par la méthode (cf. formule 2.98) décrite précédemment la déformation de l'état fondamental à partir des prédictions de la table de Møller et Nix. Il peut être observé sur la Figure 2.20 que cet effet est de plus en plus important quand le nombre de particules évaporées augmente, mais n'excède pas pour le canal d'évaporation  $4n$  un facteur 3. Cependant, avec l'augmentation de la température, et donc la disparition des effets de couches, les noyaux devraient redevenir sphériques, mais nous ne savons pas prendre en compte cet effet. Devons-nous attendre la perte complète des énergies de correction de couches pour supprimer la déformation de l'état fondamental ? Ou devons-nous inclure une dépendance énergétique pour cette dernière, à la manière de la prescription d'Ignatyuk pour les énergies de correction de couches ? Si la dernière hypothèse est choisie, quelle énergie de damping devons-nous prendre ? Ce dont nous sommes sûrs, c'est que nous avons considéré les deux cas extrêmes sur la Figure 2.20. Mais le plus important,



c'est que dans le cas des noyaux superlourds produits par fusion froide, c'est à dire pour le canal d'évaporation  $1n$ , l'effet de l'introduction de la déformation de l'état fondamental est de l'ordre de quelques pourcents. Nous pouvons donc négliger cette correction, qui n'expliquera pas les trois ordres de grandeurs de différence qui vont être observés dans la suite entre nos calculs et les données. La différence relative entre le rapport  $\frac{a_f}{a_n}$  (où  $a_f$  correspond au paramètre de densité de niveau évalué au point selle lors du calcul de la largeur de fission et  $a_n$  au paramètre de densité de niveaux du noyau fils lors du calcul de la largeur d'évaporation) avec ou sans prise en compte de la déformation de l'état fondamental n'excède pas 2%. De plus, plus la masse augmentera, pour les noyaux étudiés, et plus la différence relative diminuera. Par exemple, dans le cas du Thorium, celle-ci est de 2%, alors que pour les noyaux superlourds produits par fusion chaude, elle est inférieure à 0,2%. Par la suite, nous ne prendrons donc pas en compte cet effet et les noyaux seront considérés sphériques dans leur état fondamental.

### 2.2.3 L'énergie d'appariement

Il a été observé expérimentalement que les énergies de liaison présentaient des effets pair-impair. Les noyaux possédant un nombre pair de neutrons et/ou de protons sont plus liés que leurs voisins impairs. Ce phénomène s'explique par le fait que la brisure d'une paire de nucléons demande une certaine quantité d'énergie. Nous devons donc tenir compte de cet effet, non seulement dans le calcul de l'énergie de liaison, mais également lors du dénombrement du nombre de microétats du système. Lorsqu'un noyau est pair, il est donc nécessaire de briser la paire de nucléons, à laquelle appartient celui qui va être évaporé, avant d'effectuer le calcul de la densité de niveaux. Une partie de l'énergie d'excitation est allouée à la brisure de cette paire et non à l'excitation thermique des nucléons au sein du noyau. Ceci se traduit donc lors du calcul de la densité de niveaux par une redéfinition de l'énergie d'excitation "utilisable" par le système,

$$\rho(A, E^*, J) \rightarrow \rho(A, E^* - E_{PN}, J), \quad (2.99)$$

où  $E_{PN}$  est appelée énergie d'appariement, qui est égale [98] à  $E_{PN} = 0$  si le nombre de neutrons  $N$  et le nombre de protons  $P$  sont impairs,  $E_{PN} = \frac{12}{\sqrt{A}}$  si  $N$  ou  $P$  est pair (si le nombre de nucléons  $A$  au sein du noyau est impair), et  $E_{PN} = \frac{24}{\sqrt{A}}$ , si  $N$  et  $P$  sont pairs.

Sur la Figure 2.21 est reporté l'effet de l'appariement sur les sections efficaces d'évaporation pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Les courbes sans symbole correspondent à un

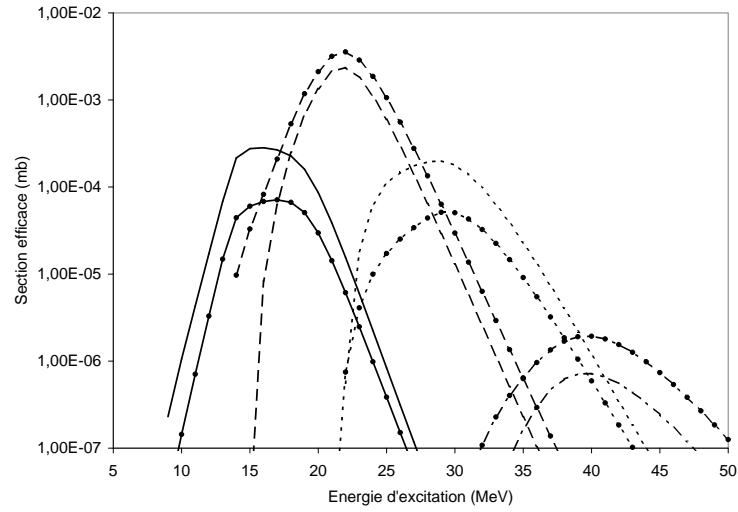


FIG. 2.21 – Effet de l'énergie d'appariement sur les sections efficaces de résidus pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Les courbes sans symbole et avec symboles correspondent respectivement à des calculs avec l'énergie d'appariement et sans l'énergie d'appariement. Les courbes en trait plein, en tirets, en pointillés et en tirets-pointillés correspondent respectivement aux voies d'évaporation  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$  et  $4n$ .

canal	$1n$	$2n$	$3n$	$4n$
erreur relative	-73%	+51%	-74%	+170%

TAB. 2.3 – Ce tableau reporte la différence relative entre les deux calculs de la Figure 2.21 utilisant ou non l'énergie d'appariement.

calcul effectué en prenant en compte l'énergie d'appariement, contrairement aux courbes sans symbole. Nous pouvons remarquer que l'effet dépend du résidu formé. Tout d'abord, pour les canaux d'évaporation correspondant aux noyaux pairs ( $2n$ ,  $4n$ ), nous remarquons que lors de l'implémentation de l'effet d'appariement, les sections efficaces se retrouvent réduites. Alors que l'effet est l'inverse pour les canaux d'évaporation correspondant aux noyaux impairs ( $1n$ ,  $3n$ ), où les sections efficaces augmentent. Cet effet joue donc un rôle très important pour reproduire la différence relative entre deux canaux d'évaporation consécutifs. Dans le Tableau 2.3 a été reportée l'erreur relative entre le calcul effectué sans prendre en compte l'énergie d'appariement et celui qui en tient compte pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . Nous pouvons remarquer que pour une série pair ou impair, la différence relative augmente avec le nombre de particules évaporées, mais n'excède pas le facteur 2, pour 4 neutrons évaporés.

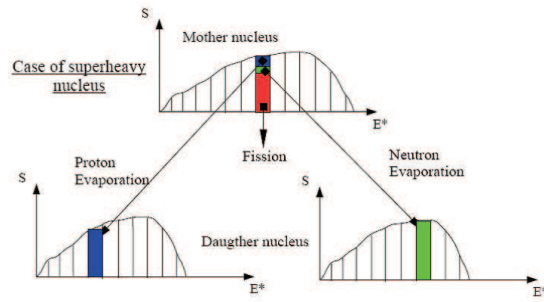


FIG. 2.22 – Schéma de l'algorithme utilisé

Comme pour tout ce qui a trait à la structure microscopique du noyau, une dépendance en température peut être considérée pour l'énergie d'appariement. Mais, quelle fonction devons-nous considérer ? Quelle énergie de damping devons-nous prendre ? Comme précédemment pour la déformation de l'état fondamental, les deux calculs présentés sur la Figure 2.21 correspondent aux deux hypothèses extrêmes à considérer. Nous avons ainsi une idée de l'erreur dans nos calculs due au mauvais traitement de l'énergie d'appariement. Par la suite, nous prendrons en compte celle-ci dans nos calculs, tout en gardant à l'esprit qu'une dépendance en température serait plus réaliste.

## 2.3 L'algorithme

Kewpie2 permet d'avoir accès à tout le spectre en énergie de tous les noyaux de la cascade de désexcitation du noyau composé. Pour cela, nous avons développé un nouvel algorithme permettant de calculer de très faibles probabilités, sans utiliser les méthodes Monte-Carlo classiques. Si cela avait été le cas, il aurait fallu un nombre de tirages aléatoires très important pour avoir une statistique correcte, impliquant des temps de calcul très longs. Le code sera donc particulièrement bien adapté aux calculs de résidus peu probables dans la région des noyaux superlourds ou pour la formation par évaporation de noyaux très exotiques en neutrons ou en protons. L'algorithme (cf. Figure 2.22) consiste à discrétiser en "bins" le spectre en énergie d'excitation de chacun des noyaux de la cascade. Chaque "bin" correspond à une énergie d'excitation pour le noyau considéré, à partir duquel les différentes probabilités de chaque processus de désintégration sont calculées. La combinaison de l'énergie d'excitation du noyau père, de l'énergie de liaison et de l'énergie cinétique de la particule évaporée, permet d'obtenir la valeur de l'énergie d'excitation (le "bin" du spectre en énergie) à laquelle le peuplement du noyau fils se fait. En recommen-

çant sur toutes les énergies cinétiques possibles et sur tous les bins du spectre en énergie du noyau père, nous pouvons ainsi effectuer le peuplement complet du spectre en énergie du noyau fils. Nous allons maintenant introduire l'équation permettant d'effectuer ce peuplement. En considérant un noyau père  $n$ , avec un spectre en énergie d'excitation  $S_n$ , discrétisé en  $N$  "bins"  $i$ , la condition de normalisation sur la population est :

$$\sum_{i=0}^N S_n(i) = P_n, \quad (2.100)$$

où  $P_n$  représente la population associée au noyau  $n$ . La valeur du peuplement d'un "bin" correspondant à une énergie d'excitation  $E_{n+1}^*$  du noyau fils  $n + 1$  est :

$$dS_{n+1}(E_{n+1}^*) = \int_0^{+\infty} dE_n^* S_n(E_n^*) \frac{\gamma(E_n^* \rightarrow E_{n+1}^*)}{\Gamma_n^t(E_n^*)}, \quad (2.101)$$

où  $\gamma(E_n^* \rightarrow E_{n+1}^*)$  correspond à la largeur statistique (évaporation de neutron, proton, alpha ou de rayonnement gamma) permettant au noyau père à l'énergie d'excitation  $E_n^*$  de décroître vers le noyau fils à une énergie d'excitation  $E_{n+1}^*$ .  $\Gamma_n^t(E_n^*)$  représente la somme des largeurs de désintégration du noyau père à l'énergie d'excitation  $E_n^*$ . Bien entendu, nous devons effectuer la même opération pour chaque "bins" du spectre en énergie du noyau fils pour un peuplement complet de ce dernier. Il faut remarquer que pour un "bin" du spectre en énergie d'excitation du noyau père se situant en dessous des différents seuils d'émissions (de particules légères ou de fission), la largeur totale  $\Gamma_n^t(E_n^*)$  sera nulle. Il en résultera que ce "bin" ne sera pas modifié et contribuera au peuplement du noyau père. Dans le cas contraire où la largeur totale  $\Gamma_n^t(E_n^*)$  est différente de zéro, la valeur du "bin" du spectre en énergie d'excitation du noyau père est initialisée à zéro (puisque celui-ci a subit une désintégration), et les "bins" des noyaux fils correspondant seront augmentés en accord avec l'équation (2.101), grâce au rapport  $\frac{\gamma(E_n^* \rightarrow E_{n+1}^*)}{\Gamma_n^t(E_n^*)}$ .

Il faut noter que le pas de discrétisation du spectre en énergie d'excitation a été choisi constant et identique pour tous les noyaux de la cascade de désexcitation. De plus, une étude de sensibilité sur ce paramètre a été effectuée, et il s'est avéré indispensable d'utiliser un pas au plus égal à  $dE^* = 0,1$  MeV. Pour un pas plus grand, et notamment pour  $dE^* = 1,0$  MeV, une légère différence apparaît sur les calculs qui implique un décalage sur la position du maximum de chaque voie d'évaporation qui peut atteindre 1 MeV. Nous utiliserons donc une valeur de  $dE^* = 0,1$  MeV pour l'ensemble des calculs du Chapitre 3. Cela signifie que la précision de nos calculs sera à 0,1 MeV près, ce qui

est tout à fait suffisant par rapport aux données. Il est important de remarquer que les spectres en énergie d'excitation sont stockés dans des tableaux dans le code statistique et que le choix du pas de discrétisation joue donc également sur la mémoire vive utilisée et sur le temps de calcul. C'est la raison pour laquelle au Chapitre 4, qui nécessitera des calculs atteignant des énergies d'excitations importantes, que le pas sera fixé à  $dE^* = 1,0$  MeV pour limiter la mémoire vive et les temps de calculs trop longs.

## 2.4 Conclusion

Il existe actuellement de nombreux codes statistiques (HIVAP [18, 107], CASCADE [108],...) utilisant différentes hypothèses et différents paramètres. L'intérêt d'avoir élaboré un nouveau code statistique réside dans le fait qu'il est nécessaire, dans la région des noyaux superlourds, de traiter efficacement les très faibles probabilités. Contrairement à la grande majorité des autres codes statistiques qui utilisent les méthodes Monte-Carlo, Kewpie2 utilise un algorithme spécifique qui donne accès à de très faibles probabilités en un temps très court. Ce point est particulièrement intéressant, non seulement pour l'étude des noyaux superlourds, mais également pour toutes les études statistiques dans lesquelles les queues de distribution jouent un rôle important, comme par exemple pour la production de faisceaux très exotiques. Il faut cependant noter que les paramètres de Kewpie2 que nous venons de présenter ne sont valables que pour des noyaux très lourds ou superlourds.

Est-il possible d'obtenir un code statistique totalement fiable et prédictif? Pour cela, il est nécessaire de connaître parfaitement l'effet de chacun des paramètres physiques utilisés. C'est la raison pour laquelle, nous avons détaillé et justifié l'ensemble des formalismes et des paramètres physiques utilisés dans Kewpie2. Nous avons présenté des estimations de l'effet de chaque paramètre sur les calculs d'évaporation et de l'incertitude résultante. Il ressort de cette étude que trois paramètres sont particulièrement importants du fait de la grande incertitude sur leur valeur et de leur grande influence sur les sections efficaces de résidus. Ces paramètres, appelés "libres", sont : la friction ( $\beta$ ), l'énergie de damping ( $E_d$ ) et le facteur de correction de couches ( $f$ ). L'influence du facteur  $f$  est d'environ un ordre de grandeur sur les sections efficaces de résidus lorsque l'ajustement modifie d'1 MeV la hauteur de la barrière de fission. En ce qui concerne la friction, nous avons reporté sur la Figure 2.11 l'influence de ce paramètre sur le facteur de Kramers, où la variation apportée à ce facteur modifiera de la même intensité le calcul de la probabilité de fission. Il convient de noter que cette variation se répercute directement sur les sections efficaces

seulement dans le cas des noyaux superlourds, où le processus de fission domine, et où la largeur totale de désintégration ( $\Gamma_{tot}$ ) équivaut à la largeur de fission ( $\Gamma_f$ ). Dans ce cas et seulement dans ce cas, la voie  $1n$  sera directement affectée par la modification du facteur de Kramers puisque la probabilité de survie peut être réduite à  $P_{surv}^{1n} \approx \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}}$ , où  $\Gamma_n$  est la largeur d'évaporation. Si le facteur de Kramers est diminué d'un facteur 2, la probabilité de fission, et en conséquence la probabilité de survie de la voie  $1n$ , sera également diminuée de ce même facteur pour les noyaux superlourds. Par contre, pour la voie  $2n$ , cette modification sera à peu près élevée au carré puisque la probabilité de survie peut se réduire à  $P_{surv}^{2n} \approx \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}}\right)^2$ . La loi de puissance se répercutera de la même manière pour les autres voies d'évaporation. Pour le paramètre de damping, il est plus difficile de donner une estimation simple de son influence sur les résultats des calculs puisque ce facteur dépend de l'énergie. Par contre, si ce paramètre diminue d'environ 1 MeV la hauteur de la barrière de fission effective, les sections efficaces de résidus diminueront d'environ un ordre de grandeur, comme pour le facteur  $f$ .



# Chapitre 3

## Etude de la production de résidus d'évaporation

Nous allons maintenant appliquer Kewpie2 à des cas concrets et le confronter aux résultats expérimentaux sur les sections efficaces de résidus. Nous nous focaliserons dans un premier temps sur des noyaux présentant des propriétés physiques relativement bien connues (masses, énergies de correction de couches...). Cela permettra de valider l'ensemble des choix théoriques et des paramètres décrits au Chapitre 2. Ensuite, la synthèse des noyaux superlourds sera étudiée, aussi bien par fusion chaude que par fusion froide. Or dans cette région, actuellement très mal connue aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental, une très grande incertitude existe sur certaines variables physiques jouant un rôle très important, telles par exemple les barrières de fission qui dépendent des énergies de correction de couches. L'ensemble des propriétés physiques obtenues sur des noyaux connus sont donc extrapolées aux noyaux de cette région. Il faut noter ici que seul le formalisme de Weisskopf est utilisé puisque pour l'évaporation de neutrons (seul cas étudié dans ce chapitre), nous avons montré à la Section 2.1.1.3 que ces résultats sont équivalents à ceux obtenus par le formalisme de Hauser-Feshbach.

### 3.1 Applications sur des systèmes de référence

Les systèmes qui vont être étudiés dans cette partie possèdent la particularité de mettre en jeu des masses et des énergies de correction de couches relativement bien connues. C'est la raison pour laquelle ces systèmes sont appelés "systèmes de références". Kewpie2 pourra donc être validé du point de vue des choix théoriques et de l'ensemble des paramètres physiques décrits au Chapitre 2. Cela signifie, que nous allons confirmer l'utilisation de la paramétrisation des facteurs d'augmentation collectifs, la formule de densité de niveaux et



son paramètre associé, l'énergie d'appariement, les facteurs de Kramers et de Strutinsky et l'absence de régime transitoire pour la détermination de la largeur de fission. Il faut noter que la validation du code ne sera effectuée que sur les quantités physiques qui nous intéressent ici, c'est à dire les sections efficaces de résidus. Au Chapitre 2, nous avons mentionné que Kewpie2 ne comportait que trois paramètres supposés libres, dont nous pourrions ajuster les valeurs pour obtenir un meilleur accord avec les données. Il s'agit du facteur de correction de couche  $f$ , de l'énergie de damping  $E_d$  et la friction  $\beta$ . Dans cette partie, comme les énergies de correction de couches des systèmes étudiés sont relativement bien connues, les données tirées de la table de Møller et Nix ne nécessitent aucun ajustement. Les deux seuls paramètres libres qui doivent donc être ajustés sont la friction et l'énergie de damping. Il faut tout de même noter qu'ils ne possèdent pas la même signification physique : le premier modifie l'intensité de la dissipation durant le processus de fission, alors que le dernier détermine la rapidité à laquelle diminuent les énergies de correction de couches avec la température. Ils influent néanmoins beaucoup et uniquement sur le calcul de la largeur de fission. En ce qui concerne les sections efficaces de fusion, l'approximation WKB (cf. Section 1.1) et l'approche empirique de Swiatecki (A.E.S.) (cf. Equation. 1.17 de la Sec. 1.2.1.1) sont utilisées. Cette dernière permet de calculer les sections efficaces de capture qui sont équivalentes aux sections efficaces de fusion pour les systèmes étudiés dans cette partie.

### 3.1.1 Etude de la réaction : $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$

#### 3.1.1.1 Les sections efficaces de fusion

Sur la Figure 3.1 est reportée la comparaison entre les calculs et les données [109] sur les sections efficaces de fusion pour la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . La courbe en pointillés correspond à un calcul utilisant l'approximation WKB et celle en trait plein correspond à l'approche empirique de Swiatecki. Nous pouvons remarquer que les deux modèles reproduisent parfaitement les données. Pour le calcul des sections efficaces de résidus, nous utiliserons l'approximation WKB qui est réaliste pour la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ .

#### 3.1.1.2 Les sections efficaces de résidus

Pour ce système, seuls les canaux d'évaporations  $2n$ ,  $3n$  et  $4n$  sont étudiés. La particularité du noyau composé réside dans le fait qu'il ne possède que  $-0,65$  MeV d'énergie de correction de couches. De même, pour les isotopes provenant de l'évaporation de neutrons, celles-ci n'excèdent pas  $-1,8$  MeV (pour  $A = 221$ ). La barrière de fission, qui est de

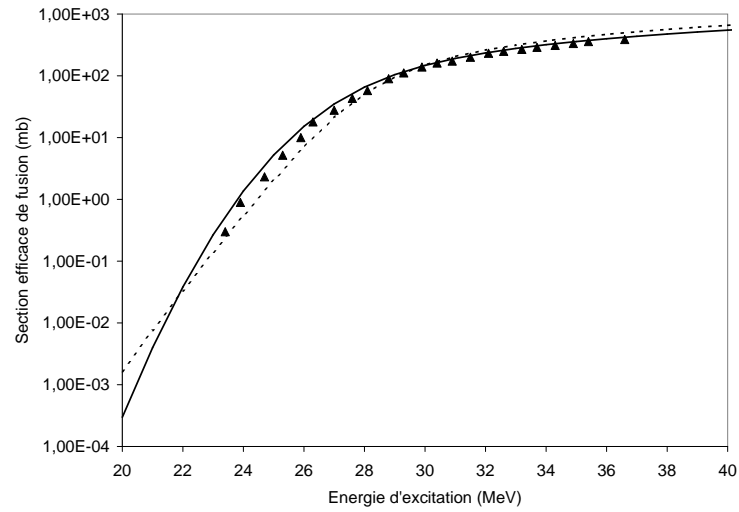


FIG. 3.1 – Sections efficaces de fusion pour le système  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . En pointillé, calcul théorique de type WKB et en trait plein suivant l'approche de Swiatecki *et al.*, équation (1.17). Les données [109] sont représentées par les triangles noirs.

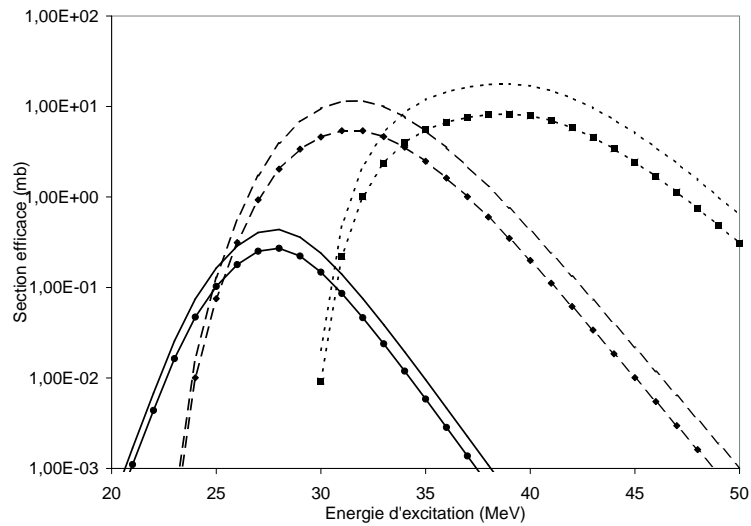


FIG. 3.2 – Influence du paramètre de damping sur les sections efficaces d'évaporation  $2n$  (trait plein),  $3n$  (tirets) et  $4n$  (pointillés) pour le système  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . Les courbes sans symbole correspondent à un calcul utilisant  $E_d = 18,5$  MeV, et avec symboles à  $E_d = 11$  MeV.

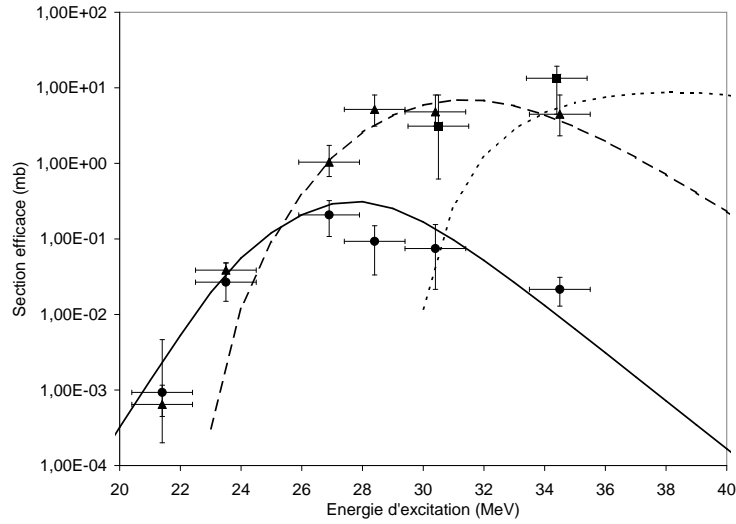


FIG. 3.3 – Comparaison des calculs de sections efficaces d'évaporation  $2n$  (trait plein),  $3n$  (tirets) et  $4n$  (pointillés) aux données [110] ( $2n$  : ronds,  $3n$  : triangles,  $4n$  : carrés) pour le système  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  ( $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 2.10^{21}$  s $^{-1}$ ).

l'ordre de  $B_f = 6$  MeV, dépend donc très peu de la température. La Figure 3.2 présente l'influence du paramètre de damping sur les différentes voies d'évaporation. Deux calculs ont été effectués, où l'un utilise la valeur fixée initialement par Ignatyuk [106], c'est à dire,  $E_d = 18,5$  MeV (courbes sans symbole), et l'autre avec  $E_d = 11$  MeV (courbes avec symboles) qui correspondra à la valeur adoptée lors de l'étude de la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  pour reproduire les données. Les sections efficaces de résidus obtenues par les deux calculs ne diffèrent que d'un facteur 2 à peu près, pour l'ensemble des voies d'évaporation. Il est important de remarquer que nous ne nous intéresserons tout au long de la discussion de ce chapitre qu'à des valeurs de damping inférieures à  $E_d = 18,5$  MeV, puisqu'il sera nécessaire, pour les noyaux étudiés par la suite, de diminuer les sections efficaces de résidus et non de les augmenter.

Sur la Figure 3.3 est reportée la comparaison des calculs de sections efficaces de résidus aux données, où un très bon accord peut être observé en utilisant  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 2.10^{21}$  s $^{-1}$ . Ce système permet donc de confirmer les choix théoriques et les paramètres décrits au Chapitre 2, et notamment la densité de niveaux auquel le facteur d'augmentation collectif a été ajouté. Ce dernier est particulièrement influent dans cette région puisque la déformation du point selle est large comparée à l'état fondamental supposé sphérique. Selon les hypothèses retenues, le nombre d'état rotationnels au point selle est très élevé. Sans ce paramètre collectif, nos calculs sur-estimeraient à peu près d'un

ordre de grandeur les données.

Nous pouvons tout de même remarquer sur la Figure 3.3, un léger désaccord pour le canal d'évaporation  $3n$  où le premier point expérimental est situé à  $E^* = 21,4$  MeV. La somme des trois énergies de liaison neutron, permettant de former à partir du noyau composé le résidu  $3n$ , est évaluée à 21,153 MeV avec une incertitude de 46 keV. Notre calcul devrait donc débiter à cette valeur si les neutrons étaient émis avec une énergie cinétique nulle. Or, dans le formalisme de Weisskopf, avec la paramétrisation de la section efficace inverse de réaction que nous avons choisie (cf. équation 2.18), il est impossible d'évaporer des neutrons sans énergie cinétique. Pour ce calcul, un pas de 0,1 MeV a été choisi pour l'énergie cinétique, qui implique une différence de 0,3 MeV lors de l'évaporation de 3 neutrons. Le fait que notre calcul ne débute qu'à 22,5 MeV avec une probabilité très faible de l'ordre de  $\sigma_{3n}(22,5) \approx 1.10^{-8}$  mb provient de l'énergie de pairing qui est soustraite à l'énergie d'excitation globale et est évaluée pour le résidu  $3n$  à 0,8 MeV. L'ensemble de ces valeurs explique pourquoi il est impossible de calculer une section efficace à  $E^* = 21,4$  MeV pour la voie  $3n$ , telle qu'observée dans les données. Si l'énergie de pairing n'était pas prise en compte le calcul débiterait à 21,7 MeV, mais avec une section efficace de  $5,7.10^{-9}$  mb. Or, comme il a été mentionné au Chapitre 2, l'énergie de pairing est nécessaire pour permettre une bonne reproduction du rapport d'intensité entre deux voies d'évaporation consécutives. La voie  $4n$  semble, quant à elle, légèrement sous-estimée par rapport aux données, mais cette différence est compatible avec les incertitudes théoriques que nous avons détaillées au Chapitre 2.

### 3.1.2 Etude de la réaction : $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$

#### 3.1.2.1 Les sections efficaces de fusion

Sur la Figure 3.4 est reportée la comparaison entre les calculs et les données sur les sections efficaces de fusion pour la réaction  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ . Nous pouvons remarquer que l'approximation WKB (courbe en pointillés) ne permet pas de reproduire les données contrairement à l'approche empirique de Swiatecki (courbe en trait plein). L'explication vient du fait que l'uranium 236 est déformé dans son état fondamental, et l'approche empirique de Swiatecki prend en compte une distribution de barrières pour inclure les effets liés à la déformation des noyaux. La valeur initiale de la variance de la distribution de barrières est de  $v = 2,9$  en accord avec l'équation (1.15). Avec une valeur voisine de  $v = 2,5$  (courbe en tirets) l'accord avec les données est aussi bon qu'avec la courbe en trait plein. Pour d'autres systèmes, les sections efficaces de fusion sont plus sensible à

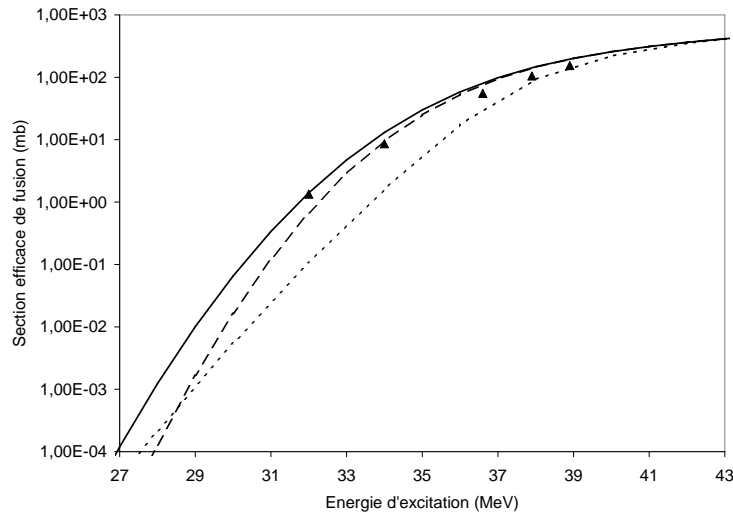


FIG. 3.4 – Sections efficaces de fusion pour le système  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ . En pointillé, calcul utilisant l'approximation WKB, en trait plein suivant l'approche empirique de Swiatecki, équation (1.17) ( $v = 2, 9$ ) et en tirets suivant l'approche empirique de Swiatecki avec un ajustement de la variance de la distribution de barrières à  $v = 2, 5$ . Les données [111] sont représentées par les triangles noirs.

ce paramètre (voir section suivante). Dans la suite, lors de la comparaison aux sections efficaces de résidus, nous utiliserons l'approche empirique de Swiatecki sans ajustement de la distribution de barrières.

### 3.1.2.2 Les sections efficaces de résidus

Il faut noter que pour ce système, les énergies de correction de couches représentent ici la moitié de la barrière de fission pour une température nulle, avec  $B_f = 6$  MeV comme pour le système précédent. Les effets liés à la température seront donc plus importants que pour la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . La Figure 3.5 permet de visualiser l'influence du paramètre de damping sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$ ,  $4n$  et  $5n$  à partir du noyau composé  $^{248}\text{Cf}$ . Entre les calculs effectués avec les mêmes énergies de damping que pour le système précédent, à savoir  $E_d = 18,5$  MeV (courbes sans symbole), et  $E_d = 11$  MeV (courbes avec symboles), une différence d'un ordre de grandeur est observée.

Sur la Figure 3.6 est reportée la comparaison entre les calculs et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$ ,  $4n$  et  $5n$ , où un bon accord est observé pour  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 4.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Pour ce système, un ajustement de la friction ( $\beta = 4.10^{21} \text{ s}^{-1}$  au lieu de  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$  pour la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ ) a été nécessaire pour

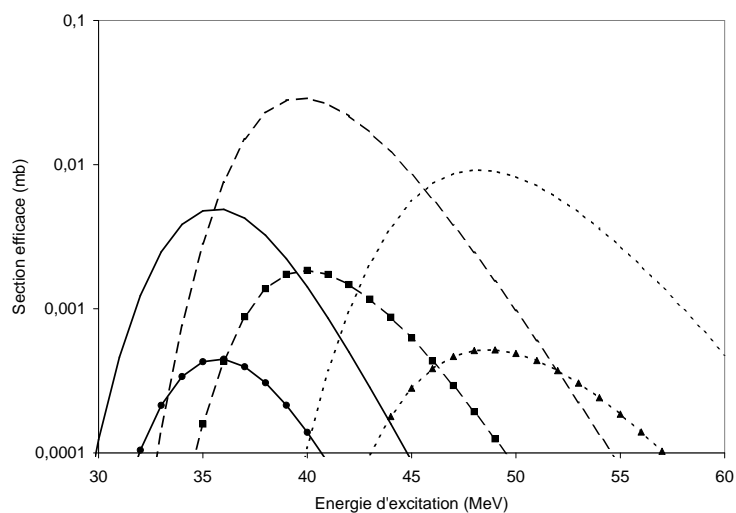


FIG. 3.5 – Influence du paramètre de damping sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$  (trait plein),  $4n$  (tirets) et  $5n$  (pointillés) pour le système  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ . Les courbes sans symbole correspondent à un calcul utilisant  $E_d = 18,5$  MeV, et avec symboles à  $E_d = 11$  MeV.

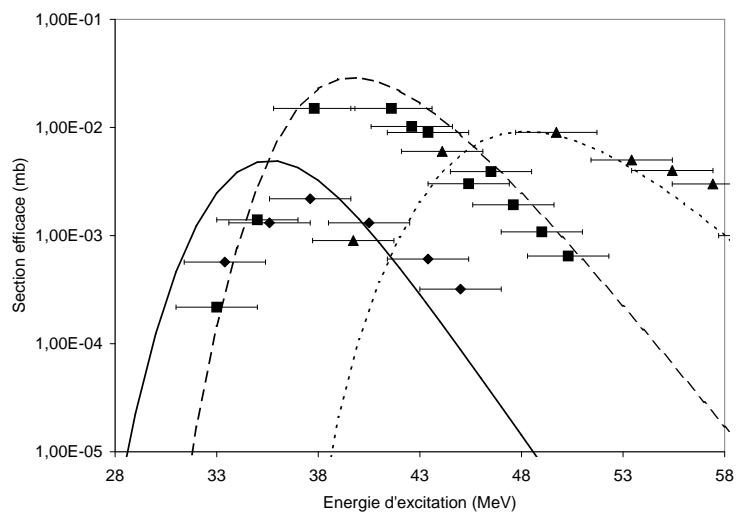


FIG. 3.6 – Comparaison des calculs de sections efficaces d'évaporation  $3n$  (trait plein),  $4n$  (tirets) et  $5n$  (pointillés) aux données [112] ( $3n$  : losanges,  $4n$  : carrés,  $5n$  : triangles) pour le système  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$  avec  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 4.10^{21}$  s $^{-1}$ .

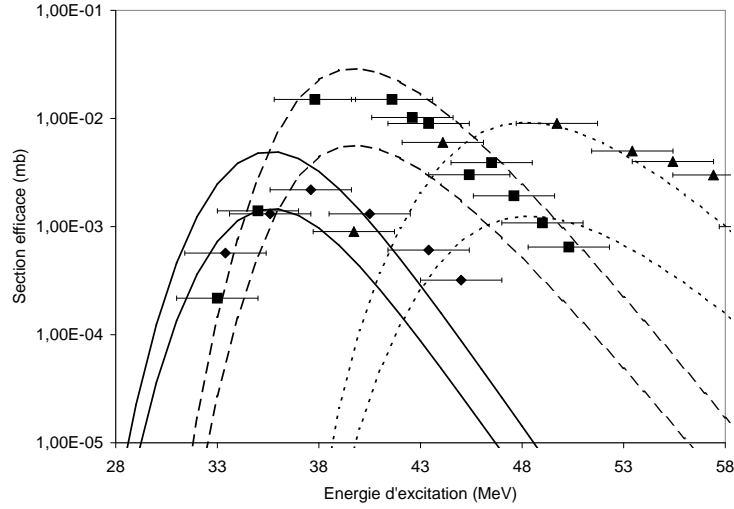


FIG. 3.7 – Influence du paramètre de friction sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$  (trait plein),  $4n$  (tirets) et  $5n$  (pointillés) pour le système  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ . Les courbes supérieures associées à une voie d'évaporation correspondent à  $\beta = 4.10^{21} \text{ s}^{-1}$  et celles inférieures à  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Les données sont identiques à celles de la Figure 3.6.

obtenir un meilleur accord avec les données. Sur la Figure 3.7 est reportée l'influence du paramètre de friction sur les sections efficaces d'évaporation. La différence entre un calcul utilisant  $\beta = 4.10^{21} \text{ s}^{-1}$  au lieu de  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$  est d'environ un facteur 3 sur le maximum des sections efficaces d'évaporation  $3n$ ,  $5$  pour la voie  $4n$  et  $7$  pour la voie  $5n$ . Ce paramètre de friction ne modifie pas uniformément chacun des canaux d'évaporation, mais permet d'en ajuster les rapports relatifs. Il ne joue donc pas exactement le même rôle que l'énergie de damping. Il est important de rappeler ici que nous avons fait le choix de fixer  $\hbar\omega_{sd} = \hbar\omega_{gs} = 1 \text{ MeV}$  alors que ce sont peut-être ces paramètres qui varient.

Sur la Figure 3.6, un léger désaccord sur la voie  $3n$  est observé, où en dessous de  $E^* = 38 \text{ MeV}$  le calcul sur-estime les données. Par contre, au dessus de  $E^* = 38 \text{ MeV}$ , le calcul semble raisonnable. Comme il a été remarqué lors de l'étude des sections efficaces de fusion pour ce système, il est possible de modifier la variance de la distribution de barrières afin de mieux reproduire les données. Sur la Figure 3.8 est reportée l'influence de l'ajustement de la variance de la distribution de barrières sur les sections efficaces de résidus. Nous pouvons constater que les voies  $4n$  et  $5n$  ne sont pratiquement pas affectées par cet ajustement car dans cette région en énergie d'excitation, les sections efficaces de fusion ne sont pas affectées par l'ajustement de la variance de la distribution de barrières. Pour la voie  $3n$ , l'ajustement a pour effet de diminuer les sections efficaces

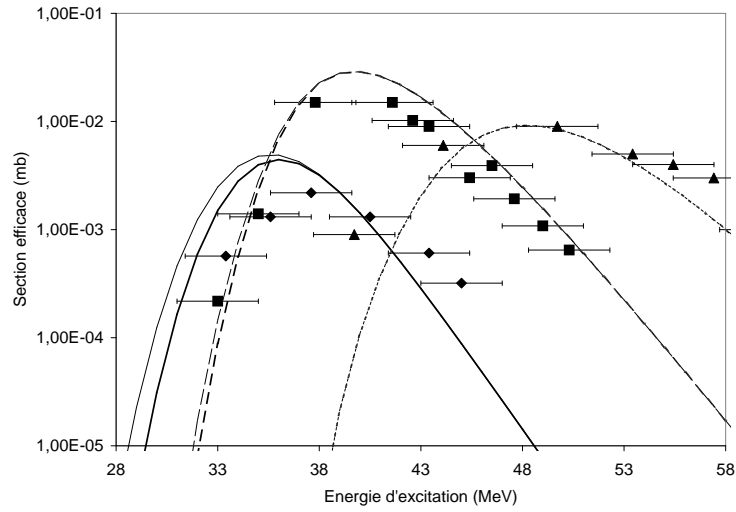


FIG. 3.8 – Influence de la modification de la variance de la distribution de barrières sur les calculs de sections efficaces d'évaporation  $3n$  (trait plein),  $4n$  (tirets) et  $5n$  (pointillés). Les courbes plus fines correspondent à au calcul sans ajustement de  $\nu$  ( $\nu = 2, 9$ ) alors que les courbes plus grosses correspondent au calcul effectué avec l'ajustement de  $\nu = 2, 5$ . Les données sont identiques à celles de la Figure 3.6.

de résidus, et permet au calcul de rentrer dans la barre d'erreur associée au premier point expérimental situé à  $E^* = 33$  MeV. Il semblerait donc nécessaire de modifier pour ce système la variance de la distribution de barrières afin d'obtenir un meilleur accord entre le calcul et les données sur la voie  $3n$ .

### 3.1.3 Etude de la réaction : $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$

#### 3.1.3.1 Les sections efficaces de fusion

Sur la Figure 3.9 est reportée la comparaison entre les calculs et les données sur les sections efficaces de fusion pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ . Les trois courbes correspondent à l'utilisation de l'approximation WKB (courbe en pointillés), à l'approche empirique de Swiatecki avec une variance de distribution de barrières obtenue à partir de l'équation (1.15) (courbe en trait plein) et enfin, à nouveau l'approche empirique de Swiatecki avec une variance de la distribution de barrières ajustée à  $\nu = 4, 5$  (valeur initiale à  $\nu = 5, 5$ ) pour reproduire les données (courbe en tirets). Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'approximation WKB reproduit parfaitement les données, alors que l'approche empirique de Swiatecki, sans ajustement de la variance de la distribution de barrières, favorise fortement les sections efficaces de fusion sous barrière. Par exemple,



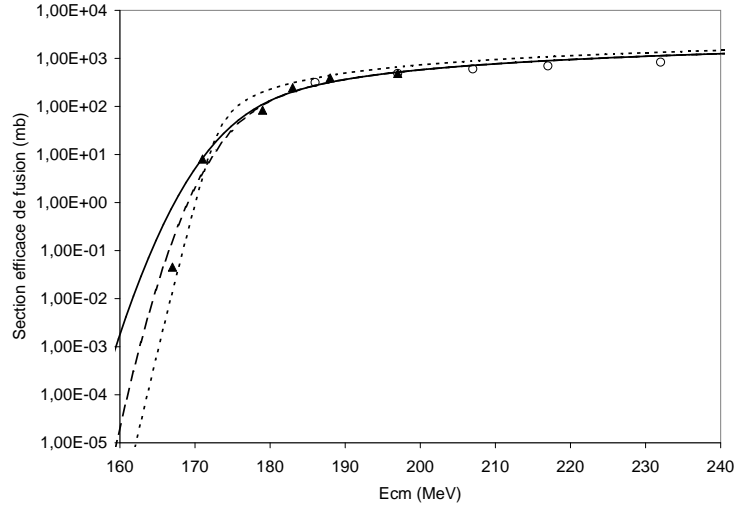


FIG. 3.9 – Sections efficaces de fusion pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ . En pointillés, calcul utilisant l'approximation WKB, en trait plein suivant l'approche empirique de Swiatecki, équation (1.17) ( $v = 4, 5$ ) et en tirets suivant l'approche empirique de Swiatecki avec un ajustement de la variance de la distribution de barrières avec  $v = 5, 5$ . Les données [113, 114] sont représentées par les triangles noirs.

vers  $E_{CM} = 167$  MeV, une sur-estimation de plus d'un ordre de grandeur des sections efficaces est observée. Il faut se rappeler qu'il est difficile d'avoir une paramétrisation simple de la variance des distributions de barrières. Pour ce système se trouvant, de plus, en dehors de la région d'ajustement, il n'est pas étonnant qu'il faille adapter ce paramètre. En modifiant légèrement la valeur de la variance de la distribution de barrières de la valeur initiale  $v = 5, 5$  [42, 43] (coube en trait plein) (cf. équation 1.15 au Chapitre 1), à  $v = 4, 5$  (courbe en tirets), il est possible de reproduire correctement les données. La variance de la distribution de barrières est particulièrement influente dans la région située au niveau de la barrière coulombienne et en dessous, comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 3.9 où la barrière se situe à  $B_C = 175$  MeV (équation 1.14 au Chapitre 1). Il sera donc important de rester vigilant par la suite lors de l'étude sur les noyaux superlourds quant à l'utilisation de l'approche empirique de Swiatecki. Pour la comparaison des sections efficaces de résidus, nous utiliserons donc l'approximation WKB qui reproduit mieux les données pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ .

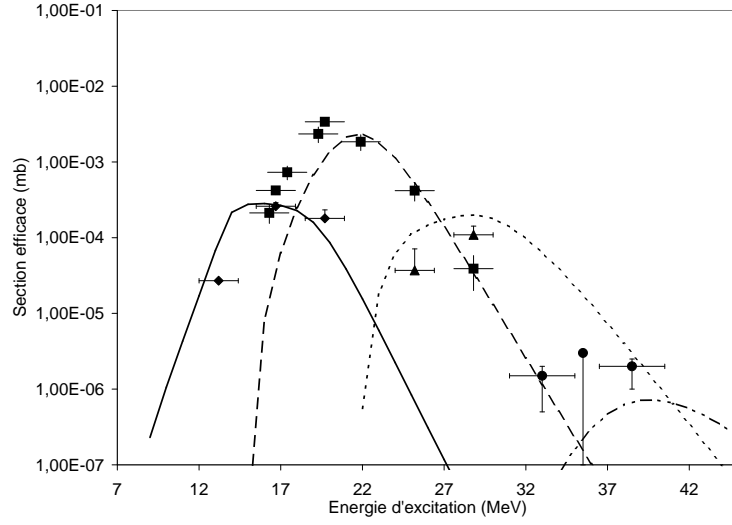


FIG. 3.10 – Comparaison des calculs de sections efficaces d'évaporation  $1n$  (trait plein),  $2n$  (tirets),  $3n$  (pointillés) et  $4n$  (tirets-points) aux données [115, 116] ( $1n$  : losanges,  $2n$  : carrés,  $3n$  : triangles et  $4n$  : ronds) pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$  ( $E_d = 11$  MeV et  $\beta = 1.10^{21}$  s $^{-1}$ ).

### 3.1.3.2 Les sections efficaces de résidus

La Figure 3.10 présente un calcul, où le paramètre de damping a dû être ajusté pour obtenir le bon ordre de grandeur pour les voies d'évaporation  $1n$  à  $4n$ . Les valeurs ont été fixées pour l'énergie de damping à  $E_d = 11$  MeV et la friction à  $\beta = 1.10^{21}$  s $^{-1}$ . Le choix de cette dernière valeur repose sur le rapport en valeur absolue des différents canaux d'évaporation. Contrairement aux systèmes précédents, la valeur initiale proposée par Ignatyuk ne permet pas de reproduire correctement les données. Suivant le canal d'évaporation, la différence entre un calcul utilisant  $E_d = 18,5$  MeV, d'un autre avec  $E_d = 11$  MeV, varie d'un facteur 5 pour les sections efficaces de résidus associées à la voie  $1n$ , à 70 pour le canal  $4n$  (cf. Figure 3.11). Cette grande différence de l'effet du paramètre de damping sur les sections efficaces d'évaporation est due au fait que la barrière de fission provient essentiellement des énergies de correction de couches. La partie macroscopique de la barrière de fission n'est que de environ 1 MeV, pour à peu près 4,5 MeV d'énergie de correction de couches. La barrière de fission dépend donc fortement de la température.

Au niveau du maximum de la voie  $1n$ , situé vers  $E^* = 16$  MeV, deux énergies de correction de couches entrent en jeu : une pour le noyau composé ( $A = 256$ ), et l'autre pour le noyau fils ( $A = 255$ ) obtenue après évaporation d'un neutron ( $B_n \approx 7$  MeV). Les énergies de correction de couches effectives doivent donc être calculées pour  $E^* = 16$  MeV

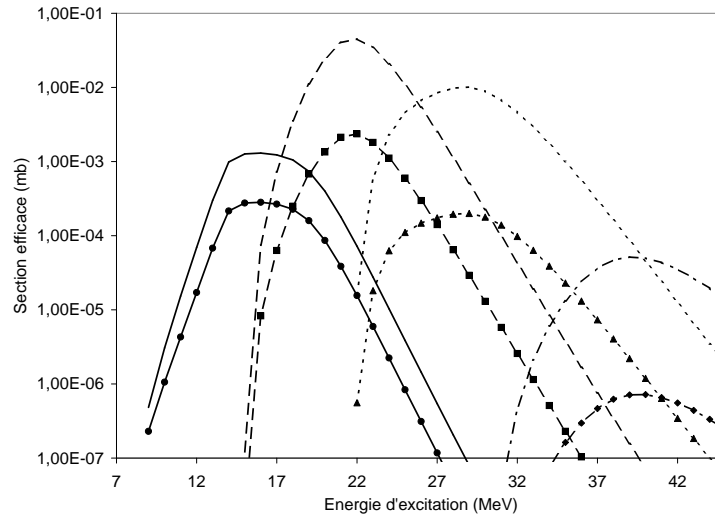


FIG. 3.11 – Influence du paramètre de damping sur les sections efficaces d'évaporation  $1n$  (trait plein),  $2n$  (tirets),  $3n$  (pointillés) et  $4n$  (tirets-points) pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ . Les courbes sans symbole correspondent à un calcul utilisant  $E_d = 18,5$  MeV, et avec symboles  $E_d = 11$  MeV.

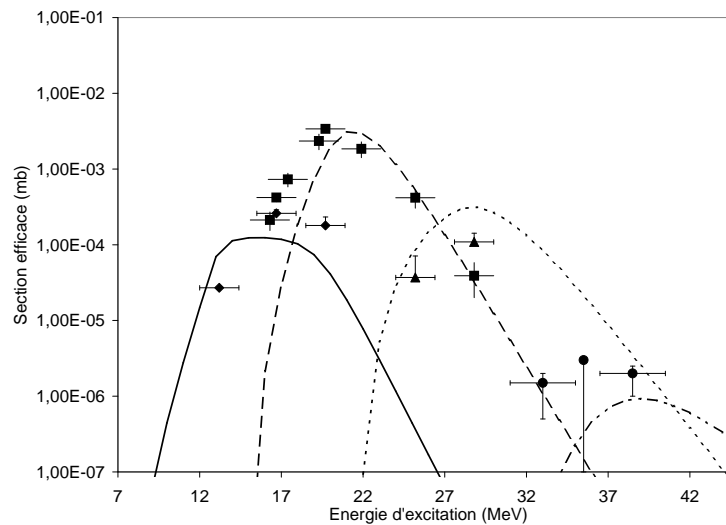


FIG. 3.12 – Comparaison des calculs de sections efficaces d'évaporation  $1n$  (trait plein),  $2n$  (tirets),  $3n$  (pointillés) et  $4n$  (tirets-points) aux données [115, 116] ( $1n$  : losanges,  $2n$  : carrés,  $3n$  : triangles et  $4n$  : ronds) pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$  ( $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 1.10^{21}$  s $^{-1}$ ). La barrière de fission, déterminée avec la paramétrisation de Dahlinger [80] pour la partie macroscopique et les énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix [7], a été diminuée de 0,7 MeV pour l'ensemble des noyaux étudiés.

Isotope - $\Delta E(Moller)$	$A = 256 - \Delta E = -4,19 \text{ MeV}$	$A = 255 - \Delta E = -4,44 \text{ MeV}$
$\Delta E_{eff} (E_d = 18,5 \text{ MeV})$	$-1,76 \text{ MeV}$	$-2,73 \text{ MeV}$
$\Delta E_{eff} (E_d = 11 \text{ MeV})$	$-0,98 \text{ MeV}$	$-1,96 \text{ MeV}$

TAB. 3.1 – Influence de l'énergie de damping sur la détermination des énergies de correction de couches effective à  $E^* = 16 \text{ MeV}$  pour le noyau composé  $^{256}No$  et à  $E^* = 9 \text{ MeV}$  pour le noyau fils  $^{255}No$ .

pour le premier et à  $E^* \approx 16 - Bn = 9 \text{ MeV}$  pour le second (où l'énergie cinétique du neutron émis a été négligée). Dans le Tableau 3.1 est reportée l'influence de l'énergie de damping sur le calcul des énergies de correction de couches effectives en accord avec la formule (2.96) du Chapitre 2, où la contribution macroscopique a été soustraite. Pour une température nulle, l'énergie de correction de couches pour l'isotope  $A = 256$  obtenue dans la table de Møller et Nix est de  $\Delta E = -4,19 \text{ MeV}$ . Elle devient  $\Delta E_{eff} = -1,76 \text{ MeV}$  à  $E^* = 16 \text{ MeV}$  pour une énergie de damping de  $E_d = 18,5 \text{ MeV}$ , et  $\Delta E_{eff} = -0,98 \text{ MeV}$  avec  $E_d = 11 \text{ MeV}$ . En modifiant l'énergie de damping de  $E_d = 18,5$  à  $11 \text{ MeV}$ , la hauteur de la barrière de fission est diminuée d'environ  $0,7$  à  $0,8 \text{ MeV}$  aussi bien pour le noyau composé que pour le noyau fils. Cela signifie que pour reproduire les données, une diminution d'environ  $0,7$  à  $0,8 \text{ MeV}$  de la hauteur de la barrière de fission est nécessaire.

Nous ne pensons pas qu'il faille nécessairement remettre en cause l'énergie de damping pour ce système. Son paramètre associé a été modifié pour le moment par souci de simplicité en choisissant une valeur de  $E_d = 11 \text{ MeV}$  au lieu de  $E_d = 18,5 \text{ MeV}$ , mais la raison physique de la différence entre le calcul et les données peut également provenir d'une incertitude sur certaines variables, comme la barrière de fission macroscopique. Il faut se rappeler que la paramétrisation de la barrière macroscopique de Dahlinger que nous utilisons a été ajustée sur des données obtenues sur des actinides, et est extrapolée pour ce système. En utilisant seulement la paramétrisation de la barrière de fission macroscopique de Swiatecki [81, 82], explicitée au Chapitre 2, seul un facteur 2 subsiste entre le calcul et les données pour les sections efficaces d'évaporation  $1n$ . Ce facteur était de 5 lorsque la paramétrisation de Dahlinger était utilisée. Pour la section efficace d'évaporation  $3n$ , le calcul sur-estime d'un facteur 10 les données, avec la barrière de Swiatecki, contre 50 avec celle de Dahlinger. Il faut noter que la différence entre la paramétrisation de la barrière de fission macroscopique de Dahlinger et de Swiatecki est seulement de  $0,3 \text{ MeV}$  pour l'ensemble des isotopes de ce système, alors qu'une diminution de  $0,7$  à  $0,8 \text{ MeV}$  est nécessaire (cf. Figure 3.12). Cela signifie-t-il que la barrière de fission macroscopique n'est plus que de  $B_{LDM} \approx 0,5$  au lieu de  $B_{LDM} \approx 1,2$  suivant la paramétrisation de Dahlinger. Les  $0,7$  à

0,8 MeV de différence pourraient aussi être expliqués par la prise en compte d'énergies de correction de couches au niveau du point selle (qui ne sont pas prises en compte dans ces calculs), mais qui peuvent, suivant Siwek-Wilczyńska *et al.* [117], atteindre 1 MeV pour certains actinides. Malheureusement, nous ne savons pas comment prendre en compte cet effet. Quelle amplitude devons-nous prendre ? La dépendance en température, obéit-elle également à la prescription d'Ignatyuk ? Avec quel valeur de paramètre associé ? Ignatyuk dans son article original [106] ne précise pas où doit être appliquée cette prescription.

Le fait que la largeur de fission soit sous-estimée peut également être relié à l'hypothèse de fission symétrique. Pour ce système à basse énergie d'excitation, la fission est asymétrique. Les effets de couches jouent un rôle important à la fois pour le calcul de la largeur de fission et pour l'asymétrie de fission. Il faudrait donc étudier la fission d'un tel système suivant plusieurs degrés de libertés : élongation, asymétrie de masse, évolution de la taille de col... Il se pourrait également que la formule permettant de déterminer la hauteur de la barrière de fission, équation (2.39), par l'ajout de la partie macroscopique et de la partie microscopique soit trop simpliste dans ce cas là.

### 3.1.4 Discussion

Ce travail a pour but d'élaborer un code statistique exhaustif, prenant tout en compte, tout en réduisant au minimum le nombre de paramètres pertinents. Nous avons inclus des paramètres qui peuvent éventuellement se compenser comme les facteurs d'augmentation collectifs, qui ont tendance à augmenter la largeur de fission, et le facteur de Kramers, qui diminue cette même largeur. Leur présence s'avère indispensable pour les noyaux étudiés dans cette partie, contrairement aux affirmations de Siwek-Wilczyńska *et al.* [117] et Swiatecki *et al.* [29] qui ne prennent pas en compte ces facteurs pour ces mêmes réactions ( $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  et  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ ). Cependant, les paramètres effectivement utilisés dans ces références ne sont pas explicitement mentionnés, comme par exemple, la section efficace inverse de réaction du formalisme de Weisskopf. En ce qui nous concerne, les formalismes ont été testés et reproduisent exactement les courbes  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$  [118] suivant le paramètre  $B_f - B_n$ . Nous avons également montré dans le Chapitre 2, un très bon accord entre un calcul de type Weisskopf et Hauser-Feshbach. Or la paramétrisation du potentiel optique pour ce dernier est standard et est utilisée dans plusieurs autres codes statistiques de référence comme HIVAP [18, 107, 119]... Le facteur de Kramers semble indispensable pour que le taux de fission obtenu par la méthode de l'état transitoire coïncide avec celui obtenu par une simulation Langevin (cf. Chapitre 2).

Il faut également remarquer que dans un de leurs papiers [117], Siwek-Wilczyńska *et al.* testent les formalismes permettant le calcul des largeurs d'évaporation et de fission sur les réactions  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  et  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ . Comme Swiatecki a suggéré [120] qu'il est nécessaire pour un traitement cohérent du formalisme de Weisskopf et de celui obtenu par la méthode de l'état transitoire d'utiliser une formule *symétrique*, deux formules pour la largeur d'évaporation sont testées : la première, similaire à celle que nous utilisons et décrite au Chapitre 2, et la deuxième, en accord avec la formule *symétrique*, traite le formalisme d'évaporation à une dimension comme le formalisme de fission par la méthode de l'état transitoire. Ils ont montré que cette dernière ne permet pas de reproduire, avec les paramètres physiques considérés, les données sur les systèmes de référence ( $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  et  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ ). Par contre, plus récemment, cette même formule *symétrique* est utilisée pour les noyaux superlourds [29]. L'approche de Siwek-Wilczyńska [117, 29] est donc contradictoire du point de vue des paramètres utilisés et ne permet pas d'avoir une idée claire sur les mécanismes réels mis en jeu.

Nos résultats, pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ , sont en accord avec ceux obtenus par d'autres approches statistiques [121, 122], où il est aussi nécessaire d'ajuster les paramètres libres. Contrairement à Zagrebaev [36] qui ajuste le coefficient du facteur d'augmentation collectif, nous avons choisi de ne modifier que l'énergie de damping et la friction. Bien entendu, personne n'est capable actuellement d'affirmer quelle méthode est la meilleure, mais suivant la paramétrisation du facteur d'augmentation collectif que nous avons choisie, ces effets seront de moins en moins importants lorsque la masse de l'élément étudié augmentera. De plus, il semble que le désaccord obtenu sur ce système est lié principalement à une incertitude importante sur la hauteur de la barrière de fission, ainsi que sur les énergies de correction de couches au niveau du point selle. Heureusement, pour les noyaux superlourds, l'ambiguïté sur la paramétrisation de la barrière de fission macroscopique sera levée puisque celle-ci est quasiment nulle dans cette région. Seules les énergies de correction de couches, ainsi que les incertitudes théoriques sur nos choix, subsisteront dans la prochaine partie.

### 3.1.5 Conclusion

Grâce aux systèmes de référence étudiés dans cette partie, nous avons pu valider les choix théoriques et l'ensemble des paramètres inclus dans Kewpie2 (densité de niveaux,

facteurs d'augmentation collectifs...) et présentés au Chapitre 2. Il a fallu ajuster légèrement la friction pour les réactions  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  et  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$  afin d'obtenir un meilleur accord entre les calculs et les données. Pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$  (seulement  $Z + 4$  par rapport au  $\text{Cf}$ ), qui se trouve à la limite de la région des noyaux superlourds, un ajustement plus important par l'énergie de damping a été nécessaire.

Lors de l'étude des sections efficaces de fusion, nous avons remarqué, pour les réactions  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ , un désaccord entre les calculs provenant de l'approche empirique de Swiatecki et les données. La variance de la distribution de barrières a dû être ajustée, puisqu'une paramétrisation de cette variable est particulièrement délicat à obtenir [29] (cf. Section 1.2.1.1). Nous pouvons donc nous attendre à rencontrer de nouveau ce problème pour les noyaux superlourds étudiés qui sont formés à des énergies proches voire en dessous de la barrière coulombienne, là où l'influence de la variance de la distribution de barrières est la plus importante.

## 3.2 Les noyaux superlourds

La particularité des noyaux superlourds réside dans le fait que la barrière de fission provient presque entièrement des énergies de correction de couches. Dû fait de leur grande fissilité telle que définie dans les approches macroscopiques. De plus, les variables physiques, telles que les masses et les énergies de correction de couches, sont très mal connues, voire inconnues, dans cette région de masse. L'ensemble des propriétés obtenues sur les noyaux stables ou connus sont extrapolées aux noyaux superlourds. Comme il a déjà été mentionné auparavant, les calculs sont en désaccord les uns avec les autres sur la valeur absolue des énergies de correction de couches. Dans cette partie, nous allons tester la validité des prédictions sur les énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix, en nous intéressant tout d'abord aux noyaux superlourds produits par fusion chaude, puis par fusion froide. Les modèles de fusion utilisés dans cette partie sont décrits à la Section 1.2.3 du Chapitre 1, et prennent en compte le passage du point selle conditionnel puisque l'entrave à la fusion (*fusion hindrance*) est particulièrement important pour les noyaux étudiés ici.

### 3.2.1 Noyaux produits par fusion chaude...

Les réactions de fusion chaude généralement utilisées pour synthétiser des noyaux superlourds sont caractérisées par l'utilisation d'une cible d'actinide et d'un projectile léger.

Le noyau composé  $y$  est formé à une énergie d'excitation élevée ( $E^* = 30$  à  $40$  MeV), et va donc évaporer plusieurs neutrons (3 à 5) pour se refroidir. Or la particularité de ces systèmes réside dans la fait que certains canaux d'évaporation, notamment le  $4n$  étudié dans cette partie, se situent dans une région en énergie d'excitation où les différents modèles de fusion que nous utiliserons donnent des résultats relativement proches en section efficace. En revanche, à basse énergie, au niveau du canal  $3n$ , les modèles de fusion diffèrent beaucoup et il sera donc plus facile de les comparer. C'est la raison pour laquelle nous abordons tout d'abord ce type de réaction.

Pour ces noyaux, nos calculs seront comparés aux données obtenues à Dubna [123, 124] en utilisant des chaînes de décroissances mesurées qui ne se terminent sur aucun élément connu. Ces données nécessitent donc une confirmation par d'autres groupes expérimentaux. Depuis peu cependant, la validité de ces chaînes ainsi que des sections efficaces de résidus pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  a été confirmée par des expériences effectuées au GSI [125].

Nous allons tout d'abord présenter une comparaison des modèles de capture et de fusion que pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , et nous supposons que l'extrapolation sera valide pour les autres systèmes. Ensuite, nous allons successivement étudier les systèmes  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . Nous extrairons des calculs faits avec Kewpie2 sur les sections efficaces de résidus les valeurs des paramètres libres  $f$ ,  $E_d$  et  $\beta$  (cf. Chapitre 2) les mieux adaptées à reproduire les données.

### 3.2.1.1 Les sections efficaces de fusion

Sur la Figure 3.13 est reportée la comparaison entre les calculs et les données sur les sections efficaces de capture en fonction de l'énergie de centre de masse pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Deux calculs sont présentés obtenus suivant l'approche empirique de Swiatecki, avec (courbe en trait plein) ou sans (courbe en tirets) ajustement de la variance de la distribution de barrières. Nous pouvons remarquer que l'approche empirique de Swiatecki sans ajustement de la variance de la distribution de barrières reproduit correctement les données au dessus de  $E_{CM} = 190$  MeV. Par contre, une sur-estimation des sections efficaces de capture est observée en dessous de cette énergie. C'est la raison pour laquelle, une valeur voisine de  $v = 6$  (au lieu de  $v = 8, 9$  initialement obtenue par l'équation 1.15) pour la variance de la distribution de barrières est nécessaire pour obtenir un meilleur accord avec les données. Nous avons déjà remarqué, dans la partie précédente sur les systèmes de référence, la nécessité d'ajuster cette variable, et nous confirmons donc ici



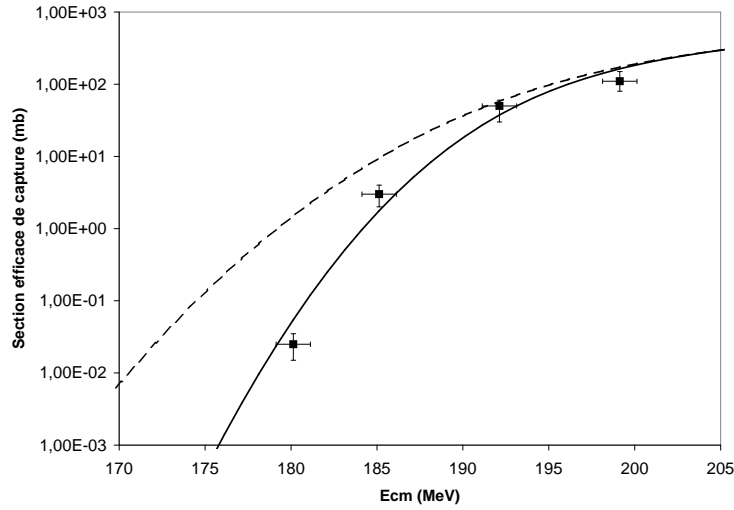


FIG. 3.13 – Influence de la variance de la distribution de barrières sur les sections efficaces de capture suivant l'approche empirique de Swiatecki pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Courbe en trait plein :  $v = 6$ , en tirets : valeur initiale  $v = 8, 9$ . Données obtenues dans la référence [114].

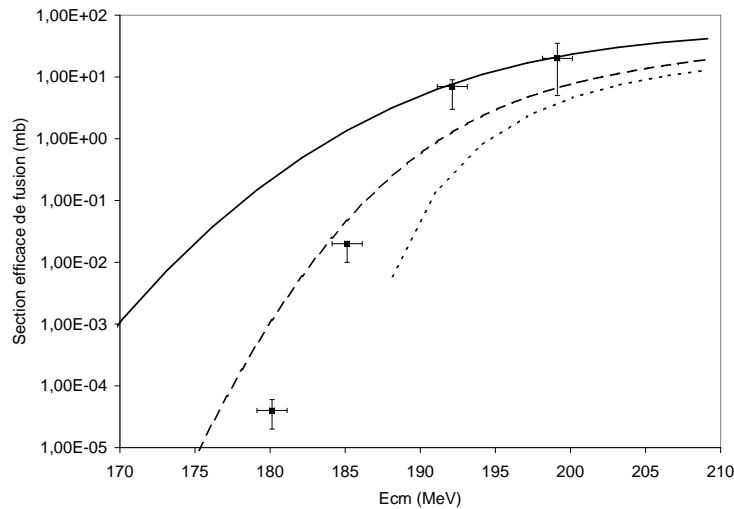


FIG. 3.14 – Calculs de la section efficace de fusion pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . La courbe en trait plein correspond à l'utilisation du modèle hybride avec  $v = 8, 9$  (variance obtenue par l'équation 1.15), les pointillés au *Two Step Model* et enfin les tirets à celui de Swiatecki avec  $s = 0$  et un ajustement de la variance de la distribution de barrières à  $v = 6$ . Données obtenues dans la référence [114].

que l'extrapolation de la paramétrisation de la variance de la distribution de barrières à la région des noyaux superlourds n'est pas valide.

Sur la Figure 3.14 est reportée la comparaison entre différents calculs et les données sur les sections efficaces de fusion en fonction de l'énergie de centre de masse pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  afin de former le noyau composé  $Z = 112$  et  $A = 286$ . Les courbes en trait plein, en tirets et en pointillés correspondent respectivement aux résultats du modèle hybride (avec  $v = 8, 9$ ), du modèle de Swiatecki (avec  $v = 6$ ) et du *Two Step Model* (cf. Section 1.2.3). Nous allons dans un premier temps seulement nous intéresser aux calculs obtenus avec le *Two Step Model* et le modèle hybride prenant en compte tous les deux l'approche Langevin multi-dimensionnelle afin de déterminer les probabilités de formation du noyau composé avec un paramètre de col de  $\epsilon = 0, 8$ . Par contre, ces deux modèles n'utilisent pas la même approche pour le calcul des probabilités de capture : le *Two Step Model* utilise le *Surface Friction Model* alors que pour le modèle hybride il s'agit de l'approche empirique de Swiatecki sans ajustement de la variance de la distribution de barrières. La raison pour laquelle nous avons choisi  $\epsilon = 0, 8$  réside dans le fait que sur la Figure 3.13 il a été observé une bonne reproduction des données sur les sections efficaces de capture au dessus de  $E_{CM} = 190$  MeV avec l'approche empirique de Swiatecki. Or, sur la Figure 3.14, la courbe en trait plein utilise cette même approche pour le calcul des probabilités de capture. Il a été nécessaire d'ajuster le paramètre de col à  $\epsilon = 0, 8$  pour reproduire les données sur les sections efficaces de fusion au dessus de  $E_{CM} = 190$  MeV alors qu'avec celle obtenue au Chapitre 1, où il a été mentionné que la valeur de thermalisation est voisine de  $\epsilon = 0, 1$ , les calculs sous-estiment de plusieurs ordres de grandeur les données sur les sections efficaces de fusion. Par la suite, nous utiliserons donc  $\epsilon = 0, 8$  pour la détermination des probabilités de formation du noyau composé avec l'approche Langevin multi-dimensionnelle.

Nous pouvons remarquer sur la Figure 3.14 que pour le calcul utilisant le *Two Step Model* (courbe en pointillés), malgré une sous-estimation globale des sections efficaces de fusion provenant de l'utilisation du *Surface Friction Model*, la tendance semble mieux reproduite qu'avec le modèle hybride (courbe en trait plein), où une sur-estimation très importante est observée en dessous de  $E_{CM} = 190$  MeV. La raison provient de l'utilisation de l'approche empirique de Swiatecki sans ajustement de la variance de la distribution de barrières pour le calcul des probabilités de capture.

Nous allons maintenant nous intéresser au calcul utilisant le modèle de Swiatecki

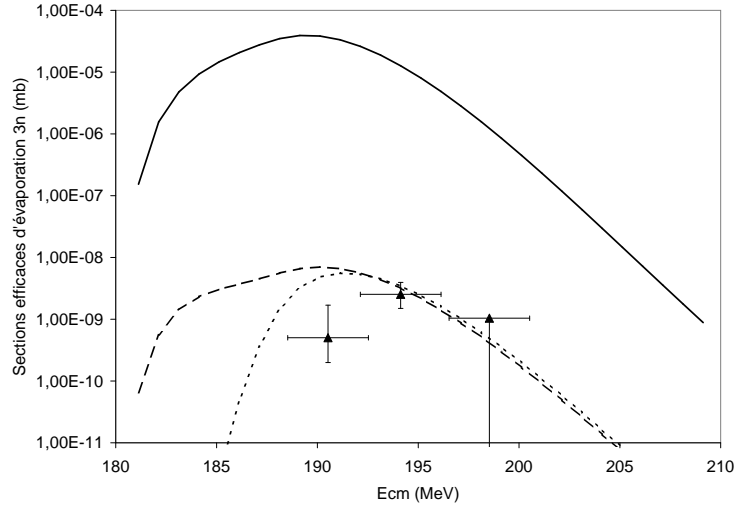


FIG. 3.15 – Section efficace  $3n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Les sections efficaces de fusion provenant du modèle de Swiatecki ont été utilisées avec  $s = 0$  et une variance modifiée à  $v = 6$ . En trait plein, aucune modification des paramètres libres du code statistique ( $f = 1$  et  $E_d = 18,5$  MeV). En tirets :  $E_d = 9$  MeV et  $f = 1$ . En pointillés :  $E_d = 18,5$  MeV et  $f = 0,5$ . Données obtenues dans la référence [123].

(courbe en tirets) sur la Figure 3.14, où un paramètre de séparation  $s = 0$  fm (cf. Chapitre 1) et un ajustement de la variance de la distribution de barrières à  $v = 6$  ont été utilisés. Cette valeur  $s = 0$  fm convient parfaitement ici à la reproduction des sections efficaces de fusion alors qu'avec la valeur originale de Swiatecki *et al.* [29] ( $s = 1,6$  fm), les calculs sous-estiment fortement les sections efficaces.

### 3.2.1.2 Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$

Sur la Figure 3.15 est reportée la comparaison entre différents calculs et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  avec l'utilisation du modèle de Swiatecki dont nous avons ajusté les paramètres pour le calcul des sections efficaces de fusion. Avec un calcul statistique sans ajustement des paramètres libres de Kewpie2 ( $f = 1$ ,  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 1.10^{21} \text{ s}^{-1}$ ), une sur-estimation de 4 ordres de grandeur par rapport aux données est observée (courbe en trait plein). Les incertitudes sur la densité de niveaux, l'introduction de la déformation de l'état fondamental, la paramétrisation de la barrière macroscopique..., décrits dans le Chapitre 2, ne peuvent pas expliquer une telle différence. De plus, comme l'étude sur les systèmes de référence a permis de valider l'ensemble des choix théoriques et des paramètres décrits au Chapitre 2, seuls les paramètres libres de Kewpie2 doivent être modifiés pour reproduire les données.

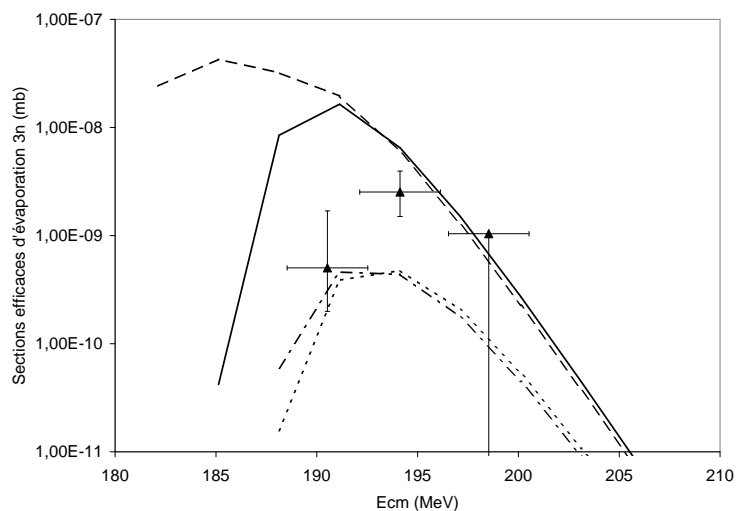


FIG. 3.16 – Section efficace  $3n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV.), et *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets-pointillés :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

Une modification très importante du calcul des probabilités de fission est nécessaire pour prendre en compte le désaccord observé. Pour reproduire les données, nous avons donc modifié soit l'énergie de damping  $E_d$ , soit le facteur de correction de couches  $f$ . La courbe en pointillés a été obtenue avec un ajustement de ce dernier à  $f = 0,5$  où un bon accord est observé même si la position en énergie du maximum de ce canal d'évaporation semble un peu sous-estimée. Par contre, pour la courbe en tirets, seule l'énergie de damping a été ajustée à  $E_d = 9$  MeV pour reproduire en valeur absolue les données. Sur cette courbe, les sections efficaces de résidus compris entre  $E_{CM} = 180$  et  $187$  MeV sont beaucoup trop favorisées. Il semblerait donc qu'il ne soit pas possible pour ce calcul d'ajuster les sections efficaces d'évaporation  $3n$  avec le paramètre de damping. Il faut noter également qu'il est impossible de réduire de 4 ordres de grandeur les sections efficaces de résidus pour reproduire les données avec seulement un ajustement du facteur de Kramers. Pour l'ensemble de l'étude portant sur les noyaux superlourds, le paramètre de friction est fixé à  $\beta = 1.10^{21} \text{ s}^{-1}$  pour favoriser légèrement le processus de fission par rapport aux systèmes de référence. Bien entendu, pour un paramètre de friction plus fort, il sera nécessaire de réduire davantage les paramètres libres  $f$  et/ou  $E_d$  pour reproduire les données.

La Figure 3.16 présente la comparaison effectuée sur le même canal d'évaporation mais pour les deux autres modèles de fusion (modèle hybride et *Two Step Model*) de la

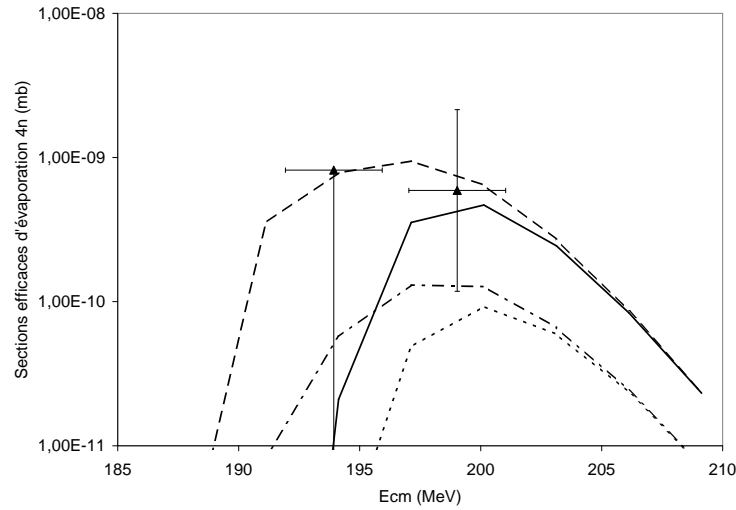


FIG. 3.17 – Section efficace  $4n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV.), et le *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets-pointillés :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

Figure 3.14, décrits à Section 1.2.3, qui ne diffèrent entre eux que par la probabilité de capture utilisée. Il faut noter que, sans ajustement des paramètres libres de Kewpie2 ( $f$  et  $E_d$ ), le calcul utilisant le *Two Step Model* sur-estime les sections efficaces d'environ 3 ordres de grandeur, alors qu'avec le modèle hybride, les calculs sur-estiment les sections efficaces de près de 5 ordres de grandeurs. Les mêmes valeurs d'ajustement qu'au paragraphe précédent pour les paramètres libres  $f$ ,  $E_d$  et  $\beta$  ont été utilisées. Pour le *Two Step Model* qui utilise le *Surface Friction Model*, nous pouvons remarquer un bon accord entre les calculs (courbes en pointillés et en tirets-pointillés) et les données sur la position en énergie du maximum des sections efficaces de résidus. Cependant, ces calculs sous-estiment les sections efficaces. Il peut être remarqué que pour le *Two Step Model*, les résultats sont quasiment similaires que l'on modifie soit  $E_d$  soit  $f$ , les paramètres libres de Kewpie2. Ce qui n'est pas le cas si le modèle hybride est utilisé. Pour  $E_d = 18,5$  MeV et  $f = 0,5$ , le maximum des sections efficaces est à 190 MeV tandis que pour  $E_d = 9$  MeV et  $f = 1$ , il se trouve décalé vers 185 MeV, alors que expérimentalement il semblerait se trouver vers 195 MeV. La raison expliquant la sensibilité importante aux paramètres observée pour ces calculs utilisant le modèle hybride provient des sections efficaces de fusion qui sont fortement favorisées à basse énergie. Dans le modèle hybride, l'approche empirique de Swiatecki a été utilisée pour le calcul de la probabilité de capture sans modification de la variance de la distribution de barrières.

La même comparaison qu'au paragraphe précédent peut être effectuée sur le canal d'évaporation  $4n$  (cf. Figure 3.17). Il faut noter que si aucun ajustement n'est effectué, une sur-estimation d'environ 4 à 5 ordres de grandeur apparaît entre les calculs et les données. Nous pouvons remarquer que l'ensemble des calculs, après ajustement des paramètres libres ( $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV ou  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV comme pour la voie  $3n$ ), rentrent dans les barres d'erreurs expérimentales, excepté pour le calcul utilisant le *two Step Model* avec un ajustement de  $f$  (courbe en pointillés) qui sous-estime légèrement les sections efficaces. Seule une petite différence apparaît sur la position du maximum, situé vers  $E_{cm} = 197$  MeV pour le calcul utilisant le modèle hybride avec un ajustement de l'énergie de damping, au lieu de  $E_{cm} = 200$  MeV pour les autres calculs. Il est particulièrement difficile pour cette voie d'évaporation de discriminer un modèle de fusion par rapport à l'autre. De même pour Kewpie2, il est impossible de déterminer quel paramètre libre  $f$  ou  $E_d$  semble mieux adapté pour reproduire les données.

En combinant les résultats obtenues pour la voie  $3n$  et  $4n$  dans la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , il semble que l'ordre de grandeur des sections efficaces de résidus ne peut être reproduit qu'avec  $f = 0,5$ , soit une diminution de moitié des énergies de correction de couches. Pour ce noyau composé et ses isotopes étudiés ici, les énergies de correction de couches obtenues dans la table de Møller et Nix, sont d'environ  $\Delta E \approx -5,7$  à  $-6,6$  MeV. Après ajustement, la hauteur de la barrière de fission n'est donc plus que d'environ  $B_f \approx 3$  MeV.

### 3.2.1.3 Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$

Nous allons maintenant nous intéresser à la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ , pour former le noyau composé  $Z = 114$  et  $A = 292$ . Les sections efficaces de fusion sont obtenues à partir du modèle hybride et du *Two Step Model* avec une taille de col fixée à  $\epsilon = 0,8$ . Nous supposons que les paramètres des modèles de fusion du système précédent sont encore valables. Sur la Figure 3.18 est reportée la comparaison entre différents calculs et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$ . Il faut noter que sans ajustement des paramètres libres du code statistique, les calculs sur-estiment d'environ 5 ordres de grandeur les données. Nous pouvons remarquer que pour la courbe en tirets, où l'ajustement est seulement effectué avec  $E_d = 9$  MeV et  $f = 1$  avec les sections efficaces de fusion provenant du modèle hybride, la position en énergie du maximum de la voie  $3n$  est décalée par rapport aux données et les sections efficaces à basse énergie sont sur-estimées, comme pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Nous limiterons donc notre étude pour ce système à un ajustement du facteur de correction de couches avec  $f = 0,5$  (courbes en trait plein

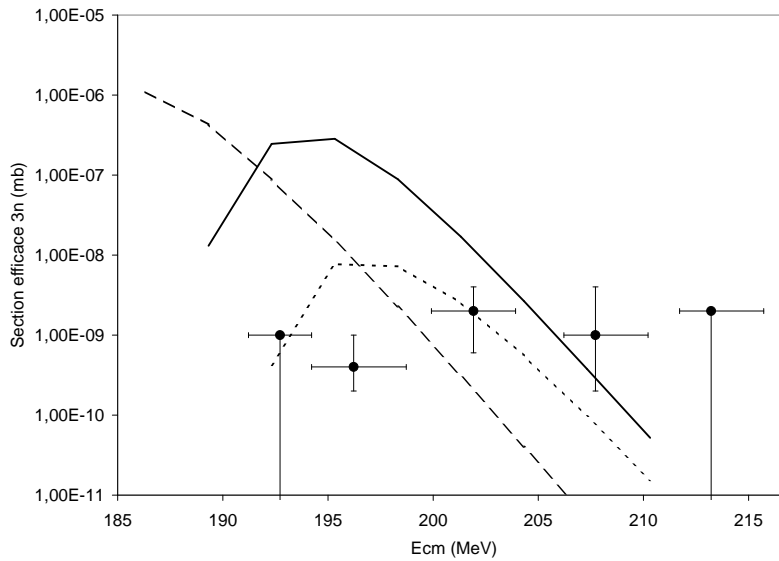


FIG. 3.18 – Section efficace  $3n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV.), et le *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

pour le modèle hybride et en pointillés pour le *Two Step Model*). Il est intéressant de remarquer que suivant les deux modèles de fusion la position du maximum de la voie  $3n$  semble légèrement décalée et se situe en dessous de  $E_{cm} = 200$  MeV, alors que les données, en dépit de la faible statistique, ne sont compatibles qu'avec un maximum supérieur à  $E_{cm} = 200$  MeV. Il faut noter qu'au dessus de  $E_{cm} = 200$  MeV les données sont correctement reproduites.

Sur la Figure 3.19 est reportée la comparaison entre les calculs et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $4n$ . Seul l'ajustement par le facteur de correction de couches  $f = 0,5$  (avec  $E_d = 18,5$  MeV) sera étudié. La courbe en trait plein correspond à un calcul utilisant le modèle hybride, et la courbe en pointillés au *Two Step Model* pour la détermination des sections efficaces de fusion. Nous pouvons remarquer que les deux calculs permettent de reproduire non seulement l'ordre de grandeur des sections efficaces, mais également la position du maximum de la voie  $4n$ . Les valeurs d'ajustement des paramètres libres de Kewpie2 à  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV sont donc justifiées. En combinant les résultats obtenus pour les voies  $3n$  et  $4n$ , où une bonne reproduction des données est observé au dessus de  $E_{cm} = 200$  MeV, nous pouvons donc affirmer que le désaccord observé sur la voie  $3n$  pour la position du maximum est relié à un problème sur

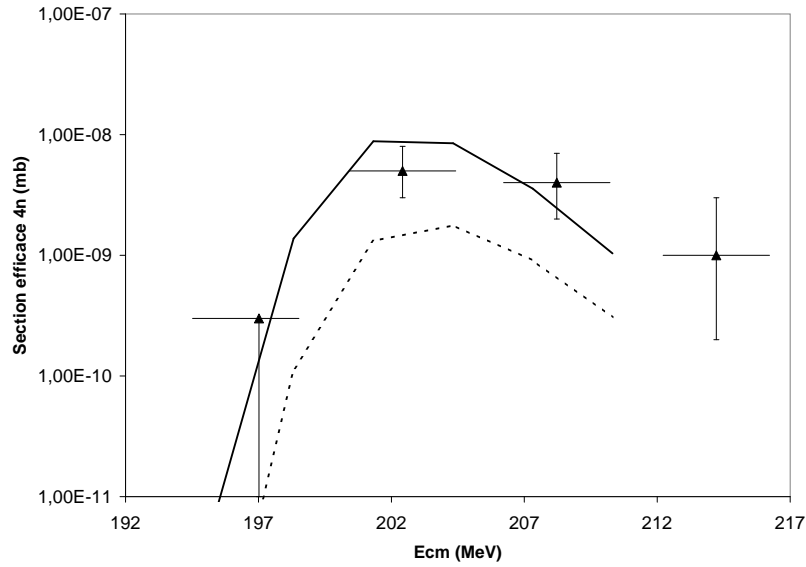


FIG. 3.19 – Section efficace  $4n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV), et le *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

les sections efficaces de fusion à basse énergie aussi bien en utilisant le modèle hybride que le *Two Step Model*. Il semblerait donc que pour ce système, la variance de la distribution de barrières ou la barrière effective de fusion pour le calcul des sections efficaces de fusion soit à ajuster. Malgré ce désaccord, l'ordre de grandeur des sections efficaces de résidus ne peut être reproduit qu'avec  $f = 0,5$ , soit à nouveau une diminution de moitié des énergies de correction de couches. Pour le noyau composé et ses descendants, les énergies de correction de couches obtenues dans la table de Møller et Nix, sont d'environ  $\Delta E \approx -7,8$  à  $-8,9$  MeV. Après ajustement, la hauteur de la barrière de fission n'est donc plus que d'environ  $B_f \approx 4$  MeV.

#### 3.2.1.4 Etude des résidus de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$

Nous nous intéressons maintenant à la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  qui permet de former le noyau composé  $Z = 116$  et  $A = 296$ . Sur la Figure 3.20 est reportée la comparaison entre différents calculs et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $3n$ . Il faut noter à nouveau que sans ajustement des paramètres libres du code statistique, les calculs sur-estiment d'environ 5 ordres de grandeur les données. Nous pouvons remarquer que pour la courbe en tirets, où l'ajustement est seulement effectué sur l'énergie de damping  $E_d = 9$  MeV et  $f = 1$  avec les sections efficaces de fusion provenant du modèle hybride,



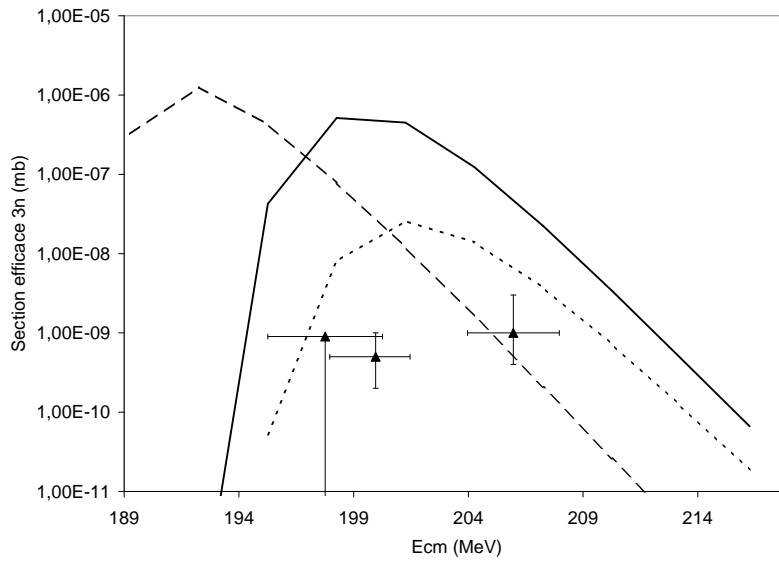


FIG. 3.20 – Section efficace  $3n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV, en tirets :  $f = 1$  et  $E_d = 9$  MeV.), et le *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

les mêmes conclusions (position en énergie du maximum de la voie  $3n$  et sur-estimation des sections efficaces à basse énergie) que celles obtenues pour les réactions  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  et  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  sont tirées ici. Nous limiterons donc notre étude pour ce système à un ajustement du facteur de correction de couches avec  $f = 0,5$  (courbes en trait plein pour le modèle hybride et en pointillés pour le *Two Step Model*). Nous pouvons remarquer que l'ajustement à  $f = 0,5$  ne semble pas suffisant pour reproduire les données de la voie  $3n$  car les calculs sur-estiment au moins d'un ordre de grandeur les sections efficaces.

Sur la Figure 3.21 est reportée la comparaison entre deux calculs et les données sur les sections efficaces de d'évaporation  $4n$ . Les courbes en trait plein et en pointillés utilisent les mêmes paramètres que pour leur homologue de la Figure 3.20. Nous pouvons remarquer que pour la voie  $4n$ , l'ajustement à  $f = 0,5$  semble tout à fait adapté pour reproduire les données. Comme pour la réaction  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ , il semblerait que les modèles de fusion sur-estiment largement les sections efficaces de fusion à basse énergie. Malheureusement pour ce système, le faible nombre de points expérimentaux ainsi que les grandes incertitudes sur les points expérimentaux ne permettent pas de comparaison de la position en énergie du maximum des sections efficaces calculées et mesurées. Pour ces noyaux, les énergies de correction de couches sont évaluées à environ  $\Delta E \approx 8,3$  à  $9$  MeV. Suivant nos conclusions,

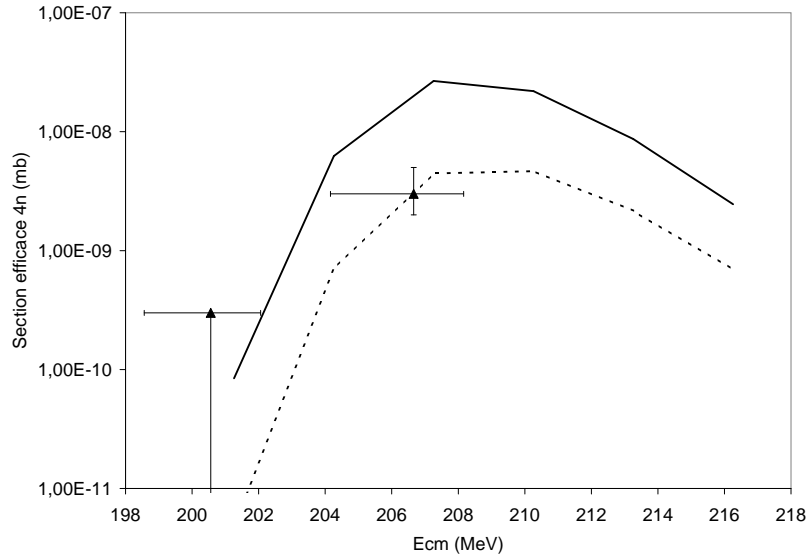


FIG. 3.21 – Section efficace  $4n$  pour le système  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ . Deux modèles de fusion sont utilisés : le modèle hybride (la courbe en trait plein :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV), et le *Two Step Model* (en pointillés :  $f = 0,5$  et  $E_d = 18,5$  MeV). Données obtenues dans la référence [123].

la hauteur de la barrière de fission devrait donc être d'environ  $B_f \approx 4,5$  MeV pour ces éléments.

### 3.2.1.5 Discussion

Il ne faut pas oublier que nous avons discuté lors de la description de l'approche Langevin multi-dimensionnelle (cf. Section 1.2.2.2) que le paramètre décrivant la taille du col lors de la phase de formation du noyau composé possède une valeur moyenne de thermalisation de  $\epsilon = 0,1$ . Cette valeur conduite à une sous-estimation importante des sections efficaces de fusion mesurées d'environ 2 ordres de grandeur alors qu'en utilisant  $\epsilon = 0,8$  celles-ci sont correctement reproduites. Une systématique a été menée avec  $\epsilon = 0,1$  sur l'ensemble des systèmes étudiés dans cette partie en utilisant le *Two Step Model*. Pour obtenir les ordres de grandeur sur les sections efficaces de résidus mesurées des voies d'évaporation  $3n$  et  $4n$ , il est nécessaire d'ajuster soit l'énergie de damping à  $E_d = 12$  MeV (au lieu de  $E_d = 9$  MeV avec  $\epsilon = 0,8$ ), soit le facteur de correction de couches à  $f = 0,7$  (au lieu de  $f = 0,5$  avec  $\epsilon = 0,8$ ). Il semble donc inéluctable de diminuer les énergies de correction de couches pour reproduire les sections efficaces de résidus mesurées expérimentalement.

En résumé, pour l'ensemble des noyaux superlourds formés par fusion chaude et étudiés

dans cette partie, il semble donc nécessaire de réduire d'environ de moitié les énergies de correction de couches. Il a également été mis en évidence, une sur-estimation très importante des sections efficaces de fusion à basse énergie lors de l'utilisation de l'approche empirique de Swiatecki pour le calcul des probabilités de capture. L'origine de cette sur-estimation pourrait provenir de l'extrapolation à la région des noyaux superlourds des distributions des barrières déterminées dans la région des actinides. En revanche, le *Surface Friction Model* ne nécessite aucun ajustement de paramètres pour reproduire les tendances des sections efficaces de fusion mais sous-estime les données.

### 3.2.2 ... et par fusion froide.

Les réactions de fusion froide sont caractérisées par l'utilisation d'une cible de Plomb ou de Bismuth. Les noyaux qui composent ces cibles, possèdent une énergie de liaison particulièrement grande. Il en résulte un  $Q$  de réaction important, qui aura pour effet de minimiser l'énergie d'excitation du noyau composé. Il est ainsi possible d'atteindre des énergies d'excitation de l'ordre de la dizaine de MeV. Dans cette discussion, seul le canal d'évaporation  $1n$  sera étudié, puisqu'il s'agit des seules données auxquelles nous avons accès. Il faut noter que pour ce type de réaction, les sections efficaces d'évaporation  $2n$  sont très défavorisées par rapport à la voie  $1n$ , la différence atteignant 1 à 2 ordres de grandeurs, voire davantage [126]. Un petit commentaire sera tout de même effectué sur les sections efficaces  $2n$  obtenues pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  où un seul point expérimental existe [126, 127]. Il faut également remarquer que les réactions de fusion froide correspondent à des énergies se situant en dessous, voire au niveau, de la barrière de fusion. Il est donc plus difficile de former le noyau composé par fusion froide que par fusion chaude. Dans cette partie, nos calculs sur les sections efficaces de résidus sont confrontés aux données obtenues à GSI [126, 127] et à RIKEN [128, 129, 130, 131].

Nous allons tout d'abord présenter une comparaison des modèles de fusion que pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , correspondant à la seule réaction de fusion où les données sont disponibles dans la référence [114], et nous supposons que l'extrapolation sera valide pour les autres systèmes. Puis, nous introduirons l'effet de l'épaisseur des cibles sur les résultats afin de permettre une meilleure comparaison aux données. Ensuite, nous allons principalement présenter des comparaisons aux données obtenues pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , qui sont de relativement bonne qualité pour les sections efficaces de résidus. Une discussion aura également lieu sur les résultats obtenus pour la voie  $2n$ . Enfin, nous présenterons un tableau résumant les analyses équivalentes menées pour d'autres systèmes ( $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ ,

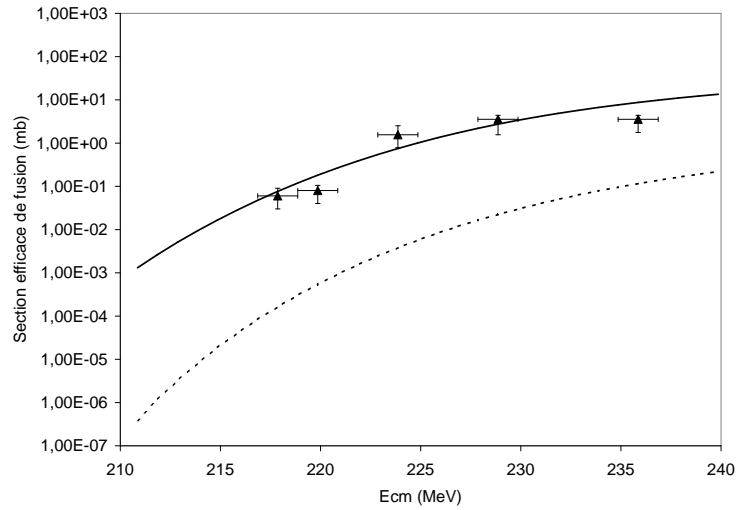


FIG. 3.22 – Comparaison des sections efficaces de fusion obtenues suivant le modèle de Swiatecki pour différentes valeurs du paramètre  $s$  aux données [114] pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . En trait plein  $s = 0$  et en pointillé  $s = 3$  fm.

$^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$  et  $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi}$ ).

### 3.2.2.1 Comparaison des modèles de fusion

Sur la Figure 3.22 est reportée la comparaison entre les données sur les sections efficaces de fusion pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  et des calculs utilisant le modèle de fusion de Swiatecki (cf. Chapitre 1.2.3) pour deux valeurs du paramètre de séparation  $s$ . La courbe en trait plein correspond à  $s = 0$  fm, et la courbe en pointillés à  $s = 3$  fm. Cette dernière valeur correspond selon Swiatecki à la limite supérieure à partir de laquelle les nucléons à la surface de Fermi de chaque noyau commencent à interagir. Il est intéressant de remarquer une très bonne reproduction des données lorsque  $s = 0$  fm, mais cette valeur est en contradiction avec celle utilisée par Swiatecki *et al.* [29] pour les réactions de fusion froide :  $s = 1,6$  fm. La courbe correspondant à  $s = 3$  fm permet d'observer l'effet de ce paramètre sur les sections efficaces de fusion, où 3 ordres de grandeur sur les sections efficaces de résidus apparaissent par rapport à  $s = 0$  fm au niveau du pic d'évaporation  $1n$  situé vers  $E_{CM} = 220$  MeV.

Sur la Figure 3.23 est reportée la comparaison entre différents calculs et les données sur les sections efficaces de fusion pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . La courbe en trait plein correspond à un calcul utilisant le modèle hybride (cf. Section 1.2.3) avec un paramètre de col de  $\epsilon = 0,8$ . La courbe en tirets représente un calcul où le *Two Step Model* (cf.

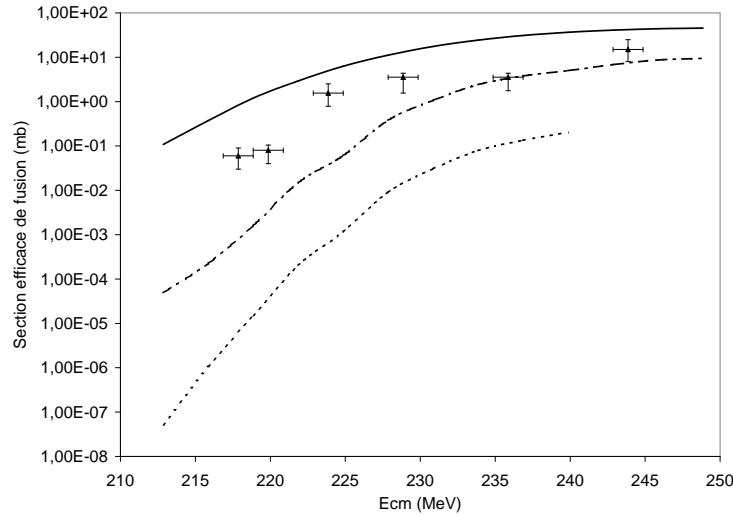


FIG. 3.23 – Comparaison des sections efficaces de fusion obtenues par le *Two Step Model* (courbe en pointillés avec  $\epsilon = 0,1$  et en tirets-pointillés avec  $\epsilon = 0,8$ ) ou par le modèle hybride avec  $\epsilon = 0,8$  (courbe en trait plein) aux données [114] pour le système  $^{58}\text{Fe}+^{208}\text{Pb}$ .

Section 1.2.3) est utilisé avec la même valeur pour le paramètre de col que pour la courbe en trait plein. La courbe en pointillés, correspond au *Two Step Model* avec un paramètre de col à  $\epsilon = 0,1$ . Il semble ici que le modèle hybride sur-estime légèrement les sections efficaces, alors que le *Two Step Model* avec  $\epsilon = 0,8$  permet de reproduire les données à haute énergie. Par contre, à basse énergie, et notamment au niveau du maximum en section efficace de la voie  $1n$  situé vers  $E_{CM} = 220$  MeV, le *Two Step Model* sous-estime d'un ordre de grandeur les sections efficaces. Il faut également remarquer que comme pour les réactions de fusion chaude, l'ajustement du paramètre de col à  $\epsilon = 0,8$  est nécessaire pour reproduire en valeur absolue les données. Sinon, avec  $\epsilon = 0,1$ , correspondant à la valeur moyenne de thermalisation du paramètre de col, la section efficace de fusion est réduite d'au moins un ordre de grandeur. Cette dernière valeur ne semble donc pas adaptée à la reproduction des données. Nous allons donc utiliser par la suite  $\epsilon = 0,8$ , comme lors de l'étude des sections efficaces de fusion des noyaux superlourds produits par fusion chaude.

### 3.2.2.2 Prise en compte des effets liés à l'épaisseur de cibles

Nous allons ici introduire la manière dont nous allons prendre en compte les effets liés à l'épaisseur des cibles dans les calculs de résidus pour la fusion froide. Bien entendu le même effet devrait être pris en compte pour les réactions de fusion chaude et pour les systèmes de référence, mais comme les résultats de ces derniers sont présentés en échelle logarithmique, la comparaison ne s'en trouve pas beaucoup affectée. Ce qui ne sera pas le cas ici, où les

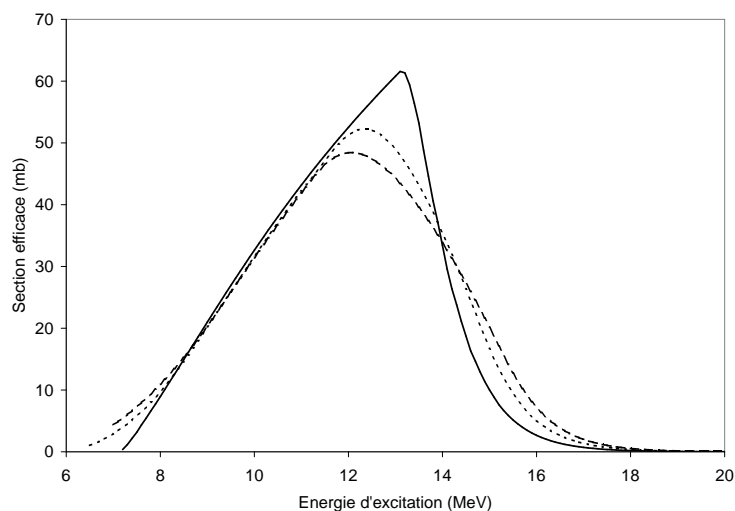


FIG. 3.24 – Mise en forme du pic d'évaporation  $1n$  lorsque les sections efficaces de fusion sont supposées constantes. En trait plein, allure du pic brut. Les courbes en pointillés et en tirets correspondent respectivement à une moyenne sur un intervalle en énergie d'excitation de 3 MeV et 4 MeV de la courbe en trait plein.

résultats sont présentés en échelle linéaire. Sans les effets liés à l'épaisseur des cibles, la voie d'évaporation  $1n$  présenterait une allure très asymétrique provenant du fait qu'au dessus du seuil de fission l'ensemble des canaux menant aux résidus décroît. Sur la Figure 3.24, la courbe en trait plein représente l'allure du canal d'évaporation  $1n$  théorique lorsque les sections efficaces de fusion sont supposées constantes vis-à-vis de l'énergie d'excitation. Pour ce calcul, une énergie de liaison de  $B_n = 7$  MeV a été choisie pour le noyau composé et une barrière de fission de  $B_f = 6$  MeV pour l'ensemble des isotopes étudiés. Le maximum de la section efficace est donc parfaitement localisé à  $E^* = B_n + B_f = 13$  MeV. Une fois cette valeur atteinte, une décroissance très importante des sections efficaces de résidus est observée car la grande majorité des noyaux vont fissionner. Avant le maximum, seuls les états situés en dessous du seuil de fission sont peuplés (ils ne fissionnent pas), et contribuent à l'accroissement des sections efficaces de résidus. Bien entendu, pour des sections efficaces de fusion réalistes, c'est à dire augmentant avec l'énergie d'excitation, l'allure de ce canal est modifiée. En relatif, la partie basse énergie est donc diminuée, alors que la partie haute est rehaussée. Or les résultats expérimentaux sur ce type de réaction présente des distributions plus étalées et bien moins abruptes une fois le maximum atteint (cf. par exemple la Figure 3.26). Cet effet provient en partie des épaisseurs des cibles qui entraînent une diminution de l'énergie du projectile. La valeur moyenne indiquée dans les résultats expérimentaux correspond à la valeur prise au centre de la cible. Pour permettre

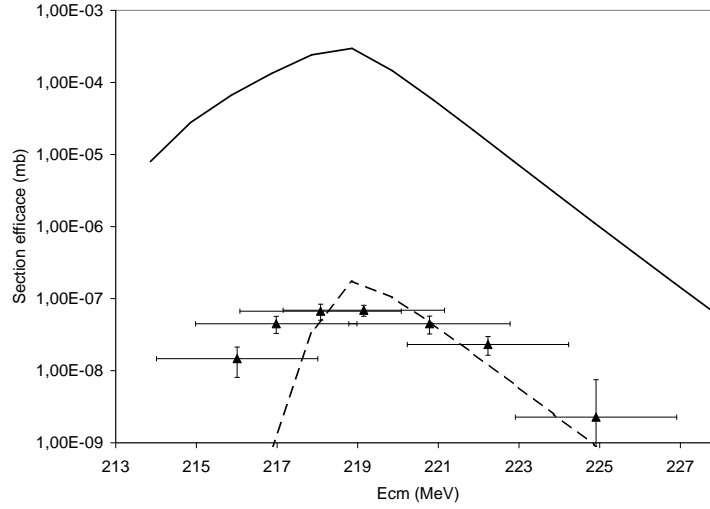


FIG. 3.25 – La courbe en trait plein représente le canal d'évaporation  $1n$  sans modification des paramètres libres de Kewpie2 pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . En tirets : section efficace  $1n$  avec  $f = 0, 3$  et  $E_d = 18, 5$  MeV. Les sections efficaces de fusion provenant du modèle de Swiatecki avec  $s = 0$  ont été utilisées. Données obtenues dans les références [126, 127].

une meilleure comparaison entre les calculs et les données, nous avons donc choisi de tenir compte de cet effet en moyennant l'ensemble des valeurs obtenues dans un intervalle en énergie de largeur  $\delta E$ . Pour obtenir la section efficace à  $E^*$  donnée, nous effectuons la moyenne de l'ensemble des valeurs comprises entre  $E^* - \frac{\delta E}{2}$  et  $E^* + \frac{\delta E}{2}$ . Sur la Figure 3.24 la courbe en trait plein correspond à la valeur brute sans moyennage, pour la courbe en pointillés, à un intervalle de moyenne de  $\delta E = 3$  MeV et la courbe en tirets, de  $\delta E = 4$  MeV. Nous pouvons observer une modification de la position du maximum des sections efficaces, ainsi qu'une diminution de son amplitude. Nous pouvons également remarquer une augmentation des sections efficaces dans les parties basse et haute énergie, traduisant l'étalement de la distribution. Pour l'ensemble des calculs effectuées dans cette partie, lorsque l'effet lié à l'épaisseur des cibles sera pris en compte, nous utiliserons un intervalle de 4 MeV correspondant au domaine d'intégration des données.

### 3.2.2.3 Etude des résidus de la réaction $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$

Sur la Figure 3.25 est reportée la comparaison entre des calculs et les données pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . La courbe en trait plein correspond aux sections efficaces  $1n$  obtenues par un calcul sans ajustement des paramètres libres de Kewpie2 ( $f = 1$ ,  $E_d = 18, 5$  MeV et  $\beta = 1.10^{21} \text{ s}^{-1}$ ). La courbe en tirets représente les sections efficaces  $1n$  obtenues avec un ajustement du facteur de correction de couches à  $f = 0, 3$ . Il faut noter que le

modèle de fusion de Swiatecki (cf. Section 1.2.3) a été utilisé pour calculer les sections efficaces de fusion avec  $s = 0$ , valeur pour laquelle un très bon accord avec les données a été observé à la Section 3.2.2.1. Nous pouvons remarquer que sans ajustement des paramètres libres de Kewpie2, le calcul sur la voie  $1n$  sur-estime de plus de 3 ordres de grandeurs les sections efficaces pour le maximum de la distribution. Les incertitudes sur les choix théoriques (densité de niveaux, déformation de l'état fondamental...) que nous avons exposés au Chapitre 2 ne peuvent donc pas expliquer cette différence. La suppression du facteur de Kramers ne permettrait de diminuer au plus que d'un facteur 2 les sections efficaces. Donc, seuls les paramètres physiques affectant la hauteur de la barrière de fission peuvent modifier d'une manière aussi importante les sections efficaces d'évaporation. Deux paramètres libres sont donc susceptibles d'être modifiés : le facteur de correction de couches  $f$ , et l'énergie de damping  $E_d$ . Pour reproduire les données, il est nécessaire de fixer le facteur de correction de couches à  $f = 0,3$  (courbe en tirets), tout en gardant l'énergie de damping à la valeur initialement fixée par Ignatyuk  $E_d = 18,5$  MeV. Cela signifie que pour les noyaux considérés, au lieu d'utiliser à peu près  $\Delta E \approx -5,2$  MeV d'énergie de correction de couches, seul  $\Delta E \approx -1,5$  MeV sont pris en compte. L'accord observé avec  $f = 0,3$  est encore amélioré si nous prenons en compte les effets d'épaisseur de cible comme le montre la Figure 3.26, où la courbe en trait plein correspondant à une moyenne sur 4 MeV de la courbe en tirets (courbe correspondant à  $f = 0,3$  sur la Figure 3.25).

Sur la Figure 3.27 est reportée la comparaison entre un calcul et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $1n$  pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , où seule l'énergie de damping a été ajustée à  $E_d = 5,2$  MeV. Nous pouvons observer que le calcul sur-estime les sections efficaces d'au moins un facteur 5. De plus, un problème apparaît à basse énergie lorsque les énergies de correction de couches sont proches en valeur absolue de l'énergie de damping à faible énergie d'excitation. Il semble donc impossible de reproduire les données en jouant seulement sur  $E_d$  lorsque ce dernier est inférieur à la valeur absolue des énergies de correction de couches (pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $\Delta E \approx -5,2$  MeV), sinon le paramètre de densité de niveaux deviendrait négatif. Pour illustrer cette remarque, nous pouvons reprendre la prescription d'Ignatyuk (cf. Eqn. 2.88) :

$$a(E^*) = a_{TS} \left[ 1 + \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E^*}{E_d}\right) \right\} \frac{\Delta E_{shell}}{E^*} \right], \quad (3.1)$$

où  $a_{TS}$  correspond au paramètre de densité de niveaux obtenu par la paramétrisation de Töke-Swiatecki (cf. Chapitre2). En effectuant un développement limité où nous supposons



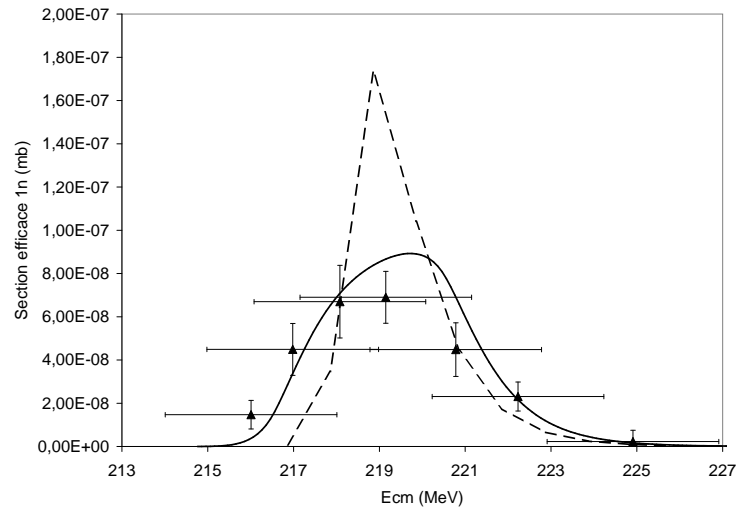


FIG. 3.26 – La courbe en tirets correspond aux sections efficaces  $1n$  avec  $f = 0,3$  et  $E_d = 18,5$  MeV pour le système  $^{58}Fe + ^{208}Pb$  avec  $f = 0,3$ . La courbe en trait plein correspond à une moyenne de 4 MeV de la courbe précédente. Le modèle de Swiatecki a été utilisée pour la détermination des sections efficaces de fusion avec  $s = 0$ . Données obtenues dans les références [126, 127].

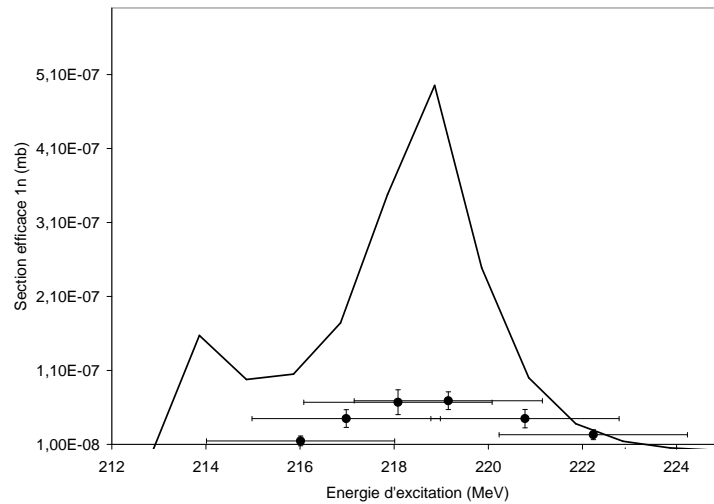


FIG. 3.27 – Comparaison entre un calcul et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $1n$  pour la réaction  $^{58}Fe + ^{208}Pb$ . L'ajustement porte seulement sur l'énergie de damping où  $E_d = 5,2$  MeV (courbe en trait plein). Données obtenues dans les références [126, 127].

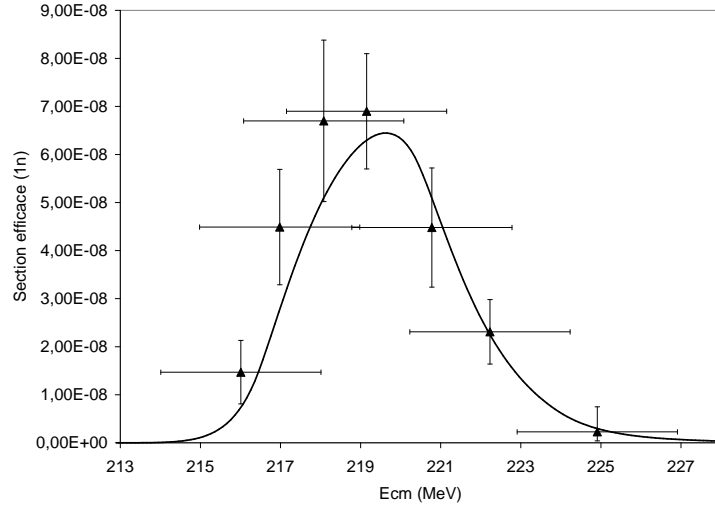


FIG. 3.28 – Calcul effectué sur le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$  en utilisant le *Two Step Model* pour la détermination des sections efficaces de fusion. Le facteur de correction de couches a été ajusté à  $f = 0, 6$ , et une moyenne sur 4 MeV a été effectuée. Données obtenues dans la référence [126, 127].

que  $E^* \rightarrow 0$  :

$$a(E^* \rightarrow 0) \rightarrow a_{TS} \left[ 1 + \frac{\Delta E}{E_d} \right]. \quad (3.2)$$

Or, comme les énergies de correction de couche  $\Delta E$  pour les noyaux superlourds considérés sont négatives, le paramètre de densité de niveaux tend vers une valeur négative lorsque l'énergie d'excitation tend vers 0 et lorsque que  $E_d < \Delta E$ . Comme ce résultat est physiquement inacceptable, nous avons fixé le paramètre de densité de niveaux à 0 si celui-ci est calculé négatif. Pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , l'énergie de damping ne peut pas être inférieure à 5,2 MeV.

Sur la Figure 3.28 est reportée la comparaison entre un calcul et les données sur les sections efficaces d'évaporation  $1n$  pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . Ce calcul utilise le *Two Step Model*, avec  $\epsilon = 0,8$  qui permet de reproduire les données sur les sections efficaces de fusion à haute énergie (cf. Section 3.2.2.1), et un ajustement des paramètres libres de Kewpie2 à  $f = 0, 6$ ,  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 1.10^{21}$  s $^{-1}$ . De plus, l'effet de l'épaisseur de cible a été pris en compte. Nous pouvons remarquer que l'ajustement à effectuer est moins important que celui pour la Figure 3.26 dans le cas où le modèle de fusion de Swiatecki est utilisé ( $f = 0, 3$ ). Cela vient du fait qu'à la Section 3.2.2.1, nous avons mentionné que le *Two Step Model* sous-estime d'un ordre de grandeur les sections efficaces de fusion au

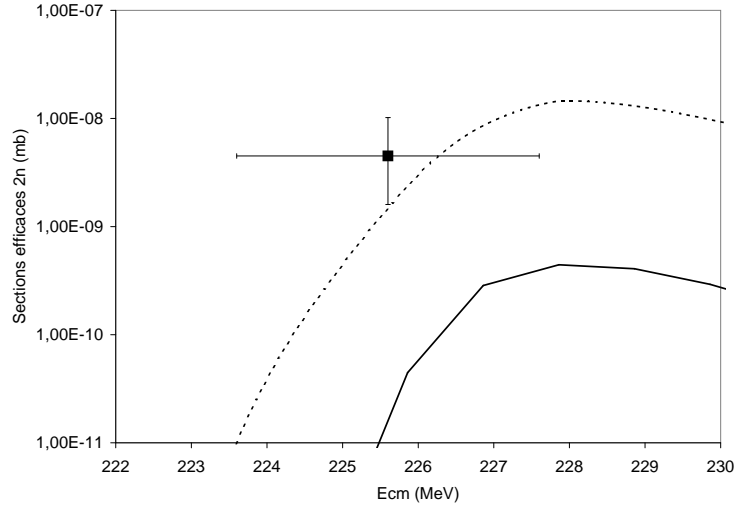


FIG. 3.29 – Comparaison entre les calculs et les données [126, 127] sur les sections efficaces d'évaporation  $2n$  pour le système  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ . Les courbes correspondent à deux modèles de fusion différents : la courbe en trait plein au modèle de Swiatecki avec  $s = 0$  fm et un facteur de correction ajusté à  $f = 0,3$  et la courbe en pointillés au *Two Step Model* avec  $\epsilon = 0,8$  et un facteur de correction de couche ajusté à  $f = 0,6$ .

niveau du maximum de la voie  $1n$  situé vers 220 MeV.

Sur la Figure 3.29 est reportée la comparaison entre différents calculs et la donnée [126, 127] sur la section efficace  $2n$  pour la réaction  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ , pour laquelle un seul point expérimental existe. Cette donnée procure une seconde contrainte pour les calculs. La courbe en trait plein correspond à l'utilisation du modèle de Swiatecki pour le calcul des sections efficaces de fusion et un ajustement du facteur de correction de couches de Kewpie2 à  $f = 0,3$  en accord avec celui obtenu sur l'étude des sections efficaces  $1n$ . La courbe en pointillés correspond quant à elle à l'utilisation du *Two Step Model* avec  $\epsilon = 0,8$  et un ajustement du facteur de correction de couches à  $f = 0,6$ , en accord également avec celui obtenu lors de l'étude des sections efficaces  $1n$  avec ce modèle de fusion. Nous pouvons remarquer que le calcul utilisant les sections efficaces de fusion provenant du *Two Step Model* permet de reproduire cette donnée alors que ce n'est pas le cas pour l'autre calcul où les sections efficaces sont sous-estimées.

#### 3.2.2.4 Etude des résidus d'autres réactions

Le même genre d'étude a été mené pour les systèmes  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow 110^*$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow 111^*$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow 112^*$  et  $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow 113^*$ . Les conclusions tirées de ces

Noyau composé	108	110	111	112	113
$f$	0,3	0,23	0,2	0,15	0,1
$\Delta E_M$ (MeV)	-5,27	-6,55	-6,41	-5,06	-5,11
$\Delta E = f.\Delta E_M$ (MeV)	-1,58	-1,51	-1,28	-0,76	-0,51

TAB. 3.2 – Valeur d’ajustement du facteur de correction de couches pour reproduire l’ordre de grandeur des données associées à chaque noyau composé étudié lorsque le modèle de fusion de Swiatecki est utilisé. Les énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix  $\Delta E_M$  ont été incluses, ainsi que le résultat final de l’ajustement  $\Delta E$ .

Noyau composé	108	110	111	112	113
$f$	0,6	0,4	0,35	0,25	0,25
$\Delta E_M$ (MeV)	-5,27	-6,55	-6,41	-5,06	-5,11
$\Delta E = f.\Delta E_M$ (MeV)	-3,16	-2,62	-2,24	-1,26	-1,27

TAB. 3.3 – Valeur d’ajustement du facteur de correction de couches pour reproduire l’ordre de grandeur des données associées à chaque noyau composé étudié lorsque le *Two Step Model* est utilisé. Les énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix  $\Delta E_M$  ont été incluses, ainsi que le résultat final de l’ajustement  $\Delta E$ .

études sont à nouveau qu’une réduction systématique des énergies de correction de couches de Møller et Nix [7] à l’aide du facteur  $f$  de Kewpie2 est indispensable. L’évolution de  $f$  avec le système considéré est présentée dans le Tableau 3.2 pour les deux modèles utilisés (modèle de fusion de Swiatecki et le *Two Step Model*, décrits à la Section 1.2.3). Nous pouvons remarquer qu’il est nécessaire d’ajuster pour chaque noyau le facteur de correction de couches pour les deux modèles de fusion. Plus la charge de l’élément augmente, et plus le facteur de correction de couches diminue. La barrière de fission déterminée de cette façon pour les éléments considérés n’excède donc pas  $B_f = 2$  MeV, contrairement aux  $B_f \approx 6$  MeV tirées de Møller et Nix [7], dans le cas du modèle de fusion de Swiatecki, et la barrière de fission n’excède pas  $B_f = 3,2$  MeV dans le cas du *Two Step Model*.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons confronté les modèles aux données sur les sections efficaces de fusion et de résidus d’évaporation. Cela a permis de contraindre les paramètres des modèles en prenant les données telles quelles, sans regard critique. L’étude des sections efficaces de résidus a démontrée que ni la friction, ni la fonction d’amortissement des effets de couches avec la température ne pouvait prendre en compte les désaccords systématiques

de plusieurs ordres de grandeur entre les calculs et les données. Les paramètres associés à ces grandeurs doivent certes être légèrement modifiés parfois pour reproduire correctement les données par rapport à leur valeur habituellement utilisée ( $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$  et  $E_d = 18,5 \text{ MeV}$ ), mais seule des modifications des barrières de fission permettent de retrouver les bons ordres de grandeur pour l'ensemble des données. Une remise en cause de table de Møller et Nix [7] est donc nécessaire si l'on suppose que les sections efficaces de fusion expérimentales sont correctes. Les énergies de correction de couches doivent être diminuées de 50% pour les systèmes obtenus par fusion chaude par rapport à celles données dans la table de Møller et Nix [7]. Par contre, pour les systèmes obtenus par fusion froide cette diminution peut atteindre 90%. Cette différence de facteur de réduction des énergies de correction de couches pourrait être expliquée par une mauvaise localisation des fermetures de couches proton et neutron prédites par les calculs de Møller et Nix [7] ( $Z = 114$  et  $N = 178$ ). Un éventuel déplacement de la position du maximum vers des  $Z$  plus élevés, prévu par différents modèles [9, 8], pourrait expliquer que les facteurs de réductions soient très différents pour la fusion chaude et froide car les noyaux formés pour ces deux types de réactions correspondent à des domaines différents en  $Z$  et  $A$ .

# Chapitre 4

## Evolution temporelle de la cascade : application aux temps de fission

La seconde spécificité de Kewpie2 réside dans le fait que nous avons incorporé en plus des calculs statistiques, la possibilité d'avoir accès à des informations sur le temps de fission moyen au cours d'une cascade de désexcitation ou sur les distributions de temps de fission. Le but de cette étude est d'apporter une nouvelle contrainte pour ajuster les paramètres de notre code statistique en s'intéressant à d'autres observables physiques que les sections efficaces de résidus et à d'autres éléments que ceux étudiés dans le chapitre précédent. En effet, nous avons vu au Chapitre 3 qu'une grande part des ambiguïtés sur les conclusions provenaient des sections efficaces de fusion qui ne sont pas parfaitement maîtrisées. Or les temps de fission sont des quantités qui ne dépendent pas de la section efficace de fusion, permettant ainsi de s'affranchir des incertitudes liées aux modèles de fusion. Des données récentes obtenues au GANIL dans des expériences visant à localiser l'*îlot de stabilité* [132, 133, 134] seront donc comparées à nos calculs, ainsi que des données plus anciennes sur les temps de fission de l'uranium [135, 136, 137, 138]. Il faut noter ici que seul le formalisme de Weisskopf est utilisé afin de diminuer les temps de calcul puisqu'un grand nombre de noyaux est traité et que des énergies d'excitation importantes sont prises en compte dans cette partie.

Nous allons dans un premier temps rappeler brièvement le principe de ces expériences de mesure de temps de fission faits au GANIL pour les éléments superlourds, puis expliquer l'ensemble des outils théoriques permettant le calcul des temps de fission à l'aide de Kewpie2. Des modèles simplifiés seront également développés pour interpréter les résultats de ces expériences. Ensuite, la dérivation d'une formule exacte pour le temps du point selle au point de scission sera effectuée, ainsi qu'une discussion sur l'importance de cette

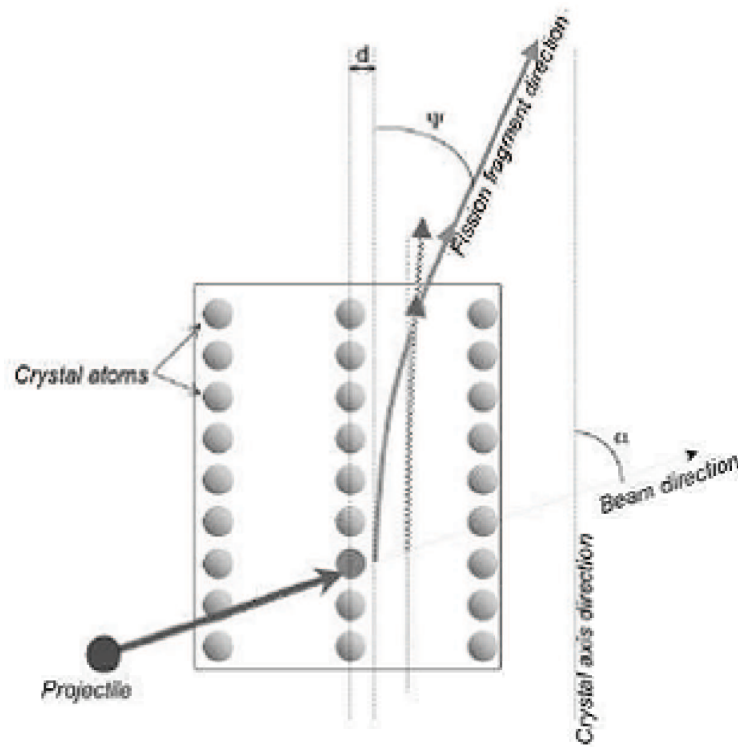


FIG. 4.1 – Schéma du principe du blocage cristallin (Figure obtenue dans la Ref. [134])

quantité sur le temps de fission moyen.

## 4.1 Mesures de temps de fission de l'uranium et d'éléments superlourds

Expérimentalement, il est possible d'avoir accès aux temps de fission soit par des techniques nécessitant des modèles nucléaires, dépendant de nombreux paramètres, en mesurant par exemple les multiplicités de neutrons ou de gammas de pré-scission, soit par des méthodes ne dépendant d'aucun modèle nucléaire, en utilisant une horloge atomique fondée sur la fluorescence X [135] ou en utilisant les effets de blocages dans des monocristaux [139]. C'est cette dernière technique qui a été choisie au GANIL [132, 133, 134] pour étudier la stabilité des éléments superlourds à partir des temps de fission. Elle repose sur les interactions atomiques dans les cristaux qui sont bien maîtrisées, car les atomes s'organisent suivant un schéma ordonné, conduisant à des phénomènes bien spécifiques tel que les effets de canalisation et d'ombre [140] dans les monocristaux.

Sur la Figure 4.1 est reporté un schéma simplifié décrivant le principe des mesures de temps de réactions par la méthode d'ombre dans les monocristaux. Il faut noter que les réactions nucléaires ont lieu entre un ion du faisceau incident et un atome du monocristal qui sert de cible. Un des axes principaux du monocristal est orienté de telle manière qu'il soit aligné avec un système de détection permettant l'identification du produit de fission détecté et la détermination très précise de la distribution angulaire dans le domaine angulaire ainsi couvert. Dans la suite, nous appellerons ce système de détection "un télescope de blocking". Lors d'une réaction nucléaire, un composite est formé qui, suivant le temps caractéristique associé au processus observé, aura une distance de recul  $d$  plus ou moins importante par rapport à la rangée cristalline dont il est issu. Ici, nous souhaitons mesurer le temps de fission associé à la cascade de désexcitation d'un noyau composé, lorsqu'un fragment de fission sera émis dans la direction de l'axe du cristal qui nous intéresse, il subit des interactions atomiques avec tous les noyaux de la rangée cristalline dont il est issu. Ces interactions auront pour effet de défléchir la trajectoire du fragment de fission à un certain angle par rapport à la direction de l'axe, noté  $\Psi$  sur la Figure 4.1 et défini par l'angle que fait le vecteur vitesse du fragment de fission détecté avec la direction de l'axe. Le principe de la technique d'ombre dans les monocristaux réside dans la mesure des distributions angulaires, associées aux fragments de fission et mesurées par rapport à la direction de l'axe cristallin.

Sur la Figure 4.2 est reportée une *image de blocking* typique associée à de la diffusion élastique, une réaction extrêmement rapide comparée aux temps accessibles par la méthode de blocking [141]. Nous pouvons remarquer différentes zones qui sont plus ou moins claires, suivant la statistique associée. Le cercle central, qui présente une faible statistique, correspond à l'ombre de l'axe du cristal. Très peu de fragments de fission vont être détectés dans cette direction à cause des très fortes interactions atomiques subies résultant des vibrations thermiques des atomes du cristal. Pour des fragments de fission sortant du domaine de vibrations thermiques, plus le temps caractéristique de la réaction sera grand et plus le taux de remplissage de cette zone centrale sera importante. De même pour les zones correspondantes aux ombres des plans cristallins qui convergent vers l'axe. Toutes les expériences pour les noyaux superlourds qui seront présentées par la suite ont été analysées en étudiant le taux de remplissage de cette zone pour différents types de réactions (quasi-élastique, quasi-fission, fusion-fission). Il faut souligner ici que le taux de remplissage du creux de blocage précisément dans la direction de l'axe étudié ne dépend que de l'amplitude des vibrations thermiques des atomes du cristal, ainsi que cela est démontré par les études expérimentales et théoriques faites en canalisation ou en



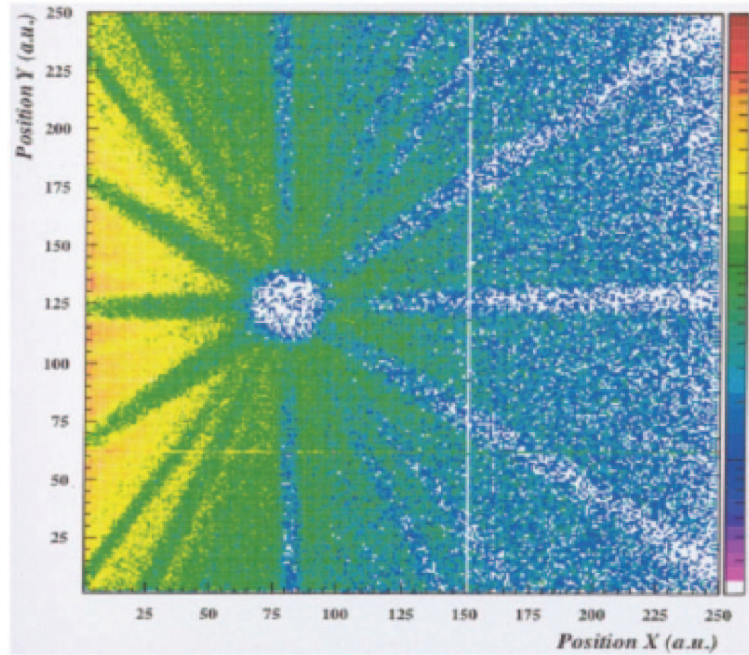


FIG. 4.2 – Image de blocking obtenue sur un des télescopes [141].

blocking [142]. L'étude du remplissage du creux précisément dans la direction de l'axe du cristal présente l'avantage de ne dépendre d'aucun modèle nucléaire, et de ses incertitudes.

Pour permettre une meilleure visualisation des creux de blocking, une intégration est faite suivant l'angle azimutal en prenant pour origine la direction de l'axe du cristal et les creux sont présentés à une dimension en fonction de  $\Psi$ , comme montré sur la Figure 4.3. Les différents cadres correspondent à une sélection sur les événements provenant d'un processus bien particulier : pour le cadre *a*, la sélection concerne les événements de diffusion quasi-élastique du projectile incident, le cadre *b*, à de la quasi-fission et de la fusion-fission mélangées, le cadre *c*, à la fission séquentielle de l'uranium et enfin le cadre *d* au quasi-élastique de la cible. Comme nous l'attendons, les réactions quasi-élastiques qui présentent un temps caractéristique court, correspondent à une séparation du système composite qui a toujours lieu à l'intérieur du domaine des vibrations thermiques. La probabilité de défléchir le fragment à grand angle est donc maximale et le creux de blocking a une profondeur maximale. Cela signifie que très peu d'événements ont été détectés à cet angle de déviation. Ce qui est tout à fait normal puisque la distance de recul est très courte et donc que les interactions coulombienne sont fortes. Par contre, pour la fission séquentielle de l'uranium qui présente des temps de fission longs [136, 137], le creux de blocking est beaucoup plus rempli.

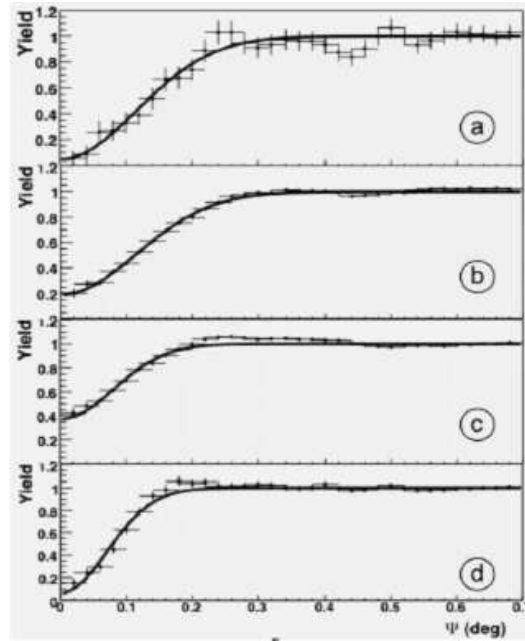


FIG. 4.3 – Creux de blocking obtenus lors de la réaction  $U + Ge$  pour différentes réactions : le cadre *a* correspond à une sélection sur les évènements de diffusion quasi-élastique du faisceau incident, le cadre *b*, à des évènements de quasi-fission et de Fusion-Fission, le cadre *c*, à la fission séquentielle de l'Uranium et enfin le cadre *d*, à de la diffusion quasi-élastique de la cible (Figure obtenue dans la référence [134]).

Il faut noter que c'est le temps nécessaire aux fragments pour sortir du domaine des vibrations thermiques qui détermine la limite inférieure de sensibilité de cette technique [139] : tous les mécanismes présentant des temps caractéristiques plus courts que cette limite inférieure conduiront au même taux de remplissage minimum possible du creux. Pour les vitesses et les cristaux mis en jeu dans les réactions étudiées, cette limite inférieure correspond à environ  $10^{-18}$  s [132, 133, 134].

Pour les expériences effectuées sur les noyaux superlourds, les problèmes de statistique rencontrés pour les sections efficaces de résidus seront moins dramatiques, puisqu'ici les mesures seront faites à une énergie d'excitation élevée ( $E^* \approx 70$  MeV). A ces énergies, les sections efficaces de fusion sont importantes et de plus les expériences ne s'intéressent qu'aux évènements de fission qui représentent le mode majoritaire de ces noyaux. Différents systèmes seront donc étudiés, tout d'abord le temps de fission moyen de l'uranium 238 pour tester et valider Kewpie2, puisque ce système ne présente pas d'ambiguïté du point de vue des variables physiques (masse, énergie d'excitation...). Ensuite les temps

de fission moyens, ainsi que les distributions de temps de fission de certains noyaux superlourds seront étudiés comme  $Pb + Ge \rightarrow 114$ ,  $U + Ni \rightarrow 120$  et  $U + Ge \rightarrow 124$ . Ces systèmes correspondent à ceux étudiés expérimentalement au GANIL. L'analyse de ces expériences est encore en cours. Pour  $U + Ge$  ( $Z = 124$ ) et  $U + Ni$  ( $Z = 120$ ), une forte proportion ( $> 10\%$ ) d'évènements se trouvant dans la zone des évènements de quasi-fission a été identifiée avec des temps supérieurs à  $10^{-18}$  s [132, 133, 134] : pour cette zone, les creux de blocking présentent un remplissage par rapport aux zones associées aux réactions quasi-élastiques, signe de façon indépendante de tout modèle la présence de fusion suivie de fission (voir par exemple les évolutions des creux présentés sur la Figure 4.3 extraite de [134], entre les cadres *a* et *d* et le cadre *b*). En revanche, les analyses préliminaires faites pour le système  $Pb + Ge$  ( $Z = 114$ ) ne mettent en évidence aucun évènement à temps de fission plus long que  $10^{-18}$  s [141].

## 4.2 Outils théoriques

### 4.2.1 Principe

Pour décrire le processus de fission, un formalisme de Langevin est généralement utilisé [59, 143, 144]. Malheureusement, cette approche n'est pas adaptée au calcul de temps de fission longs car elle nécessite des temps de calculs importants. Dans Kewpie2 [65], une approche basée sur les équations de Bateman est utilisée. Par souci de simplicité, nous allons juste expliciter pour les calculs qui vont suivre les équations où seules l'évaporation de neutron et la fission sont prises en compte. Bien entendu, la même méthode est employée dans le code pour introduire l'évaporation de particules chargées et l'émission de rayonnement gamma, mais les équations sont plus compliquées. La population  $P_i(t)$ , pour chaque isotope à un instant  $t$  donné, est gouvernée par :

$$\begin{aligned} \frac{dP_0}{dt} &= -(\Gamma_{n,0} + \Gamma_{f,0}) P_0(t) \\ \frac{dP_1}{dt} &= \Gamma_{n,0} P_0(t) - (\Gamma_{n,1} + \Gamma_{f,1}) P_1(t) \\ \frac{dP_i}{dt} &= \Gamma_{n,i-1} P_{i-1}(t) - (\Gamma_{n,i} + \Gamma_{f,i}) P_i(t), \end{aligned} \tag{4.1}$$

où  $\Gamma_{n,i}$  et  $\Gamma_{f,i}$  représentent respectivement la largeur d'évaporation neutron et de fission pour un isotope  $i$ . Dans les calculs qui vont être présentés par la suite, les différentes largeurs sont supposées indépendantes du temps. Il est donc possible d'obtenir, à partir de cette hypothèse, l'expression analytique de la population d'un isotope particulier, produit

par évaporation de neutron :

$$P_0(t) = \exp(-\Gamma_{0,tot} \cdot t) \quad (4.2)$$

$$P_i(t) = \prod_{q=0}^{i-1} \Gamma_{q,n} \sum_{k=0}^i \frac{\exp(-\Gamma_{k,tot} \cdot t)}{\prod_{j=k}^i (\Gamma_{j,tot} - \Gamma_{i,tot})} \quad \text{pour } i > 0, \quad (4.3)$$

où  $\Gamma_{k,tot}$  correspond à la somme des largeurs associées aux différents modes de désintégration pour l'isotope  $k$ . Le temps de fission moyen est donné par :

$$\tau = -\frac{1}{P_{sum}(0) - P_{sum}(+\infty)} \int_0^{\infty} t \frac{dP_{sum}}{dt} dt, \quad (4.4)$$

où  $P_{sum}(t) = \sum_{i=0}^{n_{max}} P_i(t)$ .  $\frac{dP_{sum}}{dt}$  correspond à la distribution des temps de fission, qui en accord avec le système d'équations (4.1) est évaluée à :

$$\frac{dP_{sum}}{dt} = \sum_{i=0}^{n_{max}} \frac{dP_i}{dt} = -\sum_{i=0}^{n_{max}} \Gamma_{f,i} P_i(t), \quad (4.5)$$

avec  $n_{max}$  le nombre total d'isotopes pris en compte dans la cascade de désintégration. La dernière équation provient du fait que lorsque pour un isotope  $i$  donné, la contribution neutronique est retranchée, celle-ci est également ajoutée à l'isotope  $i+1$ . En sommant sur l'ensemble des isotopes, les contributions neutroniques s'annulent, et seuls les évènements de fission demeurent. En combinant les équations (4.4) et (4.5), le temps de fission moyen devient :

$$\tau = \frac{1}{P_{sum}(0) - P_{sum}(+\infty)} \sum_{i=0}^{n_{max}} \int_0^{\infty} t \Gamma_{f,i} P_i(t) dt. \quad (4.6)$$

C'est cette dernière équation qui est incluse dans Kewpie2 et qui permet la détermination des temps de fission moyen de la cascade de désintégration du noyau composé.

Il faut se rappeler que Kewpie2 utilise un algorithme spécial basé sur la discrétisation en "bins" du spectre en énergie d'excitation de chaque noyau de la cascade (cf. Chapitre 2). L'équation (2.101), correspondant au peuplement d'un "bin" du spectre en énergie d'excitation du noyau fils par un certain mode de désintégration, peut être améliorée [66] pour tenir compte de l'évolution temporelle :

$$\delta S_{n+1}(E_{n+1}^*, t_i + \delta t_i) = \int_0^{+\infty} dE_n^* S_n(E_n^*, t_i) \frac{\gamma(E_n^* \rightarrow E_{n+1}^*)}{\Gamma_n^t(E_n^*)} (1 - \exp[-\Gamma_n^t \delta t_i]). \quad (4.7)$$

A chaque pas de temps, il est donc nécessaire de calculer la contribution d'un "bin" qui

s'est désintégré, grâce à l'équation précédente, et de calculer à partir de l'équation (4.6), sa contribution au temps de fission moyen. Cette opération doit ensuite être effectuée pour tous les "bins" du spectre en énergie des noyaux considérés et sur tous les pas de temps.

Pour avoir accès à des temps de fission longs, nous avons choisi un pas de temps augmentant à chaque étape de la cascade, et proportionnel au pas de temps de l'étape précédente :

$$\delta t_{n+1} = \alpha \delta t_n. \quad (4.8)$$

avec  $\alpha = 1,1$  et  $\delta t_0 = 0,01\hbar/\text{MeV}$ . Un test peut être effectué pour évaluer l'erreur sur la détermination du temps moyen dû au choix de ce pas. Pour cela, seul un noyau sera considéré par souci de simplicité, et celui-ci ne pourra évaporer qu'un neutron ou fissionner. La distribution de temps de fission devient donc :

$$\frac{dP_{sum}}{dt} = -\Gamma_{0,f}P_0(t). \quad (4.9)$$

En utilisant cette dernière expression dans l'équation (4.4) et en explicitant  $P_0(t)$  à l'aide de l'équation (4.2), le temps de fission moyen devient :

$$\tau = \frac{\Gamma_{0,f}}{P_{sum}(0) - P_{sum}(+\infty)} \int_0^{\infty} t \exp(-\Gamma_{0,tot}.t) dt \quad (4.10)$$

$$= \frac{1}{\Gamma_{0,tot}}, \quad (4.11)$$

où une intégration par partie a été utilisée. Le Tableau 4.1 montre le temps de fission moyen calculé pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$  utilisé pour définir le pas de temps dans notre algorithme. Les calculs correspondent à une largeur neutron  $\Gamma_{0,n} = 0,0465757 \text{ MeV}/\hbar$  et une largeur fission  $\Gamma_{0,f} = 0,00492154 \text{ MeV}/\hbar$ , ce qui donne une valeur réelle du temps de fission de  $\tau_{th} = 1,2781.10^{-20} \text{ s}$  en accord avec la formule (4.11). Nous pouvons remarquer qu'avec  $\alpha = 1,1$  le calcul présente une erreur relative de 10,2% par rapport à la valeur réelle. Par contre, le temps de calcul est nettement plus court comparé à un calcul utilisant  $\alpha = 1,001$ . Le meilleur compromis (erreur relative/temps de calcul) semble être obtenu avec  $\alpha = 1,01$ , puisque seul un facteur 3 supplémentaire sur le temps de calcul est nécessaire par rapport à  $\alpha = 1,1$  pour une erreur relative d'environ 1%. Par contre, il ne faut pas oublier que nous n'avons considéré ici qu'un seul noyau fissionnant, sans émission de rayonnement gamma. Le temps de calcul sera nettement plus long lorsque nous considérerons une cascade de désexcitation entière, et l'erreur relative ne sera pratiquement pas affectée. De plus, pour réduire les temps de calcul, des tableaux ont été créés dans

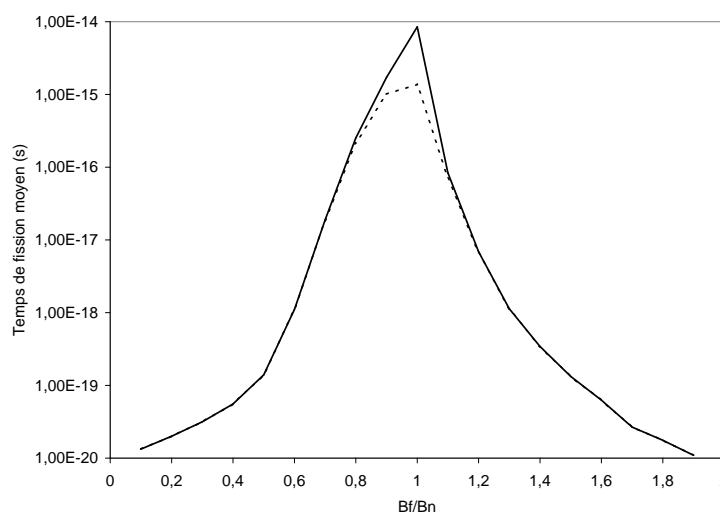


FIG. 4.4 – Temps de fission moyen pour le noyau  $Z = 124$  et  $A = 312$  à  $E^* = 80$  MeV. La courbe en tirets représente un calcul incluant l'émission de gamma, et celle en trait plein sans l'émission gamma.  $a = \frac{A}{10}$ ,  $B_n = 6$  MeV.

le code pour enregistrer le peuplement d'un noyau dans le temps. Si l'intervalle est trop petit, la taille de ces tableaux devient très importante et nécessite beaucoup de mémoire vive. Bien entendu,  $\alpha = 1,01$  pourra être utilisé mais certainement pas  $\alpha = 1,001$ . Par la suite, les calculs utiliseront  $\alpha = 1,1$  puisque les barres d'erreurs expérimentales sont largement supérieures à 10%. Des tests avec  $\alpha = 1,01$  ont été cependant régulièrement effectués pour vérifier la validité des résultats.

$\alpha$	Temps de fission moyen ( $10^{-21}$ s)	Erreur relative (%)	Temps de calcul (s)
1,1	1,4084	10,2	4
1,01	1,2913	1,0	36
1,001	1,2797	0,1	3510

TAB. 4.1 – Dépendance du calcul de temps de fission moyen avec le paramètre  $\alpha$ .

## 4.2.2 Comportement du temps de fission moyen en fonction de la hauteur de la barrière de fission

Nous allons maintenant étudier un modèle extrêmement simplifié pour comprendre comment évolue le temps de fission moyen d'une cascade de désexcitation d'un noyau

composé. Seules la fission et l'évaporation de neutrons sont prises en compte, aucun effet de structure tel que l'énergie d'appariement ou les énergies de correction de couches, ne sera inclus. Les facteurs collectifs ne seront pas non plus inclus et le paramètre de densité de niveaux sera fixé à  $a = \frac{A}{10}$ . De plus, la barrière de fission et l'énergie de liaison du neutron seront supposés uniformes tout au long de la chaîne de désexcitation avec  $B_n = 6$  MeV. Sur la Figure 4.4 est reportée le temps de fission moyen en fonction de la hauteur de la barrière de fission, où une évolution de plusieurs ordres de grandeur est observable. Cette figure compare deux courbes incluant ou non l'émission de gamma, et l'influence de cette dernière n'est importante que lorsque  $B_f \approx B_n$  et a tendance à diminuer le temps de fission moyen. Il faut noter que plusieurs régimes apparaissent sur cette figure, en plus de celui dont nous venons de parler ( $B_f \approx B_n$ ) où la compétition entre les deux modes est la plus importante et procurent le temps de fission le plus long. Lorsque  $B_f \gg B_n$  et  $B_f \ll B_n$ , le temps de fission moyen est plus faible que lorsque  $B_f \approx B_n$  mais la raison est différente suivant le cas considéré. Pour  $B_f \ll B_n$ , le processus de fission est dominant et la majorité de la désintégration se fait suivant ce mode. Très peu de neutrons sont émis avant fission et la cascade s'achève très rapidement. Par contre, lorsque  $B_f \gg B_n$ , les évènements de fission sont beaucoup plus rares et ce sont les fissions de première chance qui déterminent essentiellement le temps de fission moyen. C'est la raison pour laquelle, le temps de fission moyen est court dans ce cas-ci. Cette figure met donc en évidence que les temps de fission longs observés expérimentalement proviennent d'évènements de fission qui ont lieu à la fin d'une longue chaîne d'évaporation résultant d'une compétition très forte entre le processus d'évaporation et de fission ( $B_f \approx B_n$ ). Un travail [145] similaire a déjà été effectué avec une approche analytique, où les résultats sont accord avec ceux obtenus ici. Cette étude permet aussi de valider la programmation de l'algorithme de Kewpie2.

Sur la Figure 4.5 sont représentées les distributions de temps de fission ( $\frac{dP_{sum}}{dt}$ ) associées à une hauteur de barrière de fission. Nous pouvons remarquer que lorsque  $B_f = 0, 2.B_n$ , la probabilité de trouver des évènements de fission à des temps supérieurs à  $t = 1.10^{-18}s$  est négligeable. Par contre, plus la barrière de fission augmente, et plus la probabilité devient importante. Lorsque  $B_f = 0, 5.B_n$ , des évènements à temps de fission longs sont observés mais leur contribution au temps de fission moyen n'est pas importante. Le temps de fission moyen ne diffère que d'un facteur 5 entre le calcul effectué avec  $B_f = 0, 2.B_n$  et  $B_f = 0, 5.B_n$ , alors que le rapport des évènements à temps de fission longs ( $t > 10^{-18}$  s) avec celui à temps de fission courts ( $t < 10^{-18}$  s) est de  $R_{t>1.10^{-18}s} = 7.10^{-12}$  dans le premier cas et  $R_{t>1.10^{-18}s} = 0,0032$  pour le second. Il est intéressant de noter que pour  $B_f = 0, 5.B_n$ , on approche 1% d'évènements à temps de fission longs mais le temps de

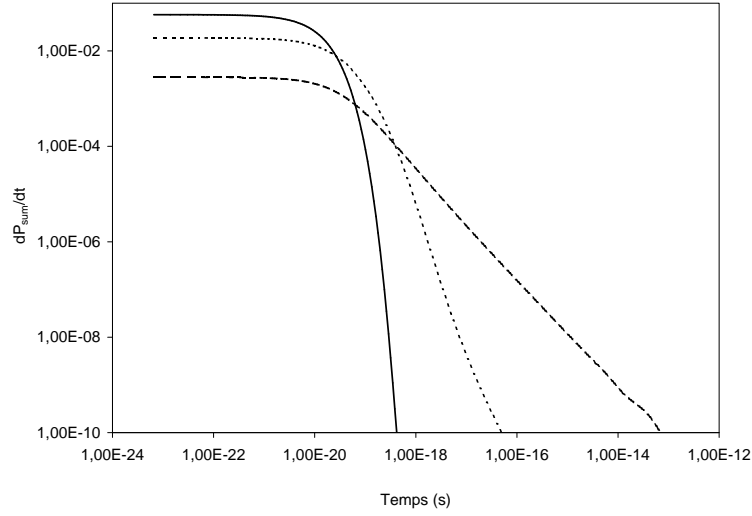


FIG. 4.5 – Distributions de temps de fission associées à une hauteur de barrière de fission. En trait plein :  $B_f = 0, 2.B_n$ , en pointillés :  $B_f = 0, 5.B_n$  et en tirets  $B_f = B_n$ . Les mêmes paramètres que pour la Figure 4.4 ont été utilisés.

fission moyen est de l'ordre de  $\tau = 1.10^{-19}$  s. Lorsque  $B_f = B_n$  (courbe en tirets), le rapport est de  $R_{t > 1.10^{-18}s} = 84\%$  avec un temps de fission moyen  $\tau = 2.10^{-15}$  s.

Sur la Figure 4.6 est reportée la dépendance de la distribution de temps de fission en fonction du nombre de neutrons évaporés, dans le cas où  $B_f = 0, 5.B_n$ . Pour cela, nous avons tronqué la cascade en arrêtant le calcul, une fois le nombre de neutrons sélectionné atteint. Nous pouvons constater que la quasi-totalité des fissions à des temps inférieurs à  $10^{-19}$  s a lieu avant l'émission des trois premiers neutrons. Les évènements de fission à temps supérieurs à  $10^{-18}$  s correspond essentiellement à des fissions après évaporation de plus que trois neutrons. Les mêmes conclusions peuvent également être tirées dans les autres cas de barrières étudiés sur la Figure 4.5. Il convient de noter ici qu'aucun régime transitoire n'est pris en compte (cf. Section 2.1.2.3 du Chapitre 2) ce qui explique le fait que les distributions de temps de fission débutent vers  $1.10^{-23}$  s.

En résumé, ce modèle simpliste montre que l'observation de temps de fission longs signifie que les barrières de fission doivent avoir une valeur proche de l'énergie de liaison des neutrons. Dans la suite, il conviendra de prendre en compte tous les noyaux formés lors du processus de désexcitation car les faibles énergies d'excitation des noyaux résiduels avant fission jouent un rôle important dans l'apparition de temps de fission longs.



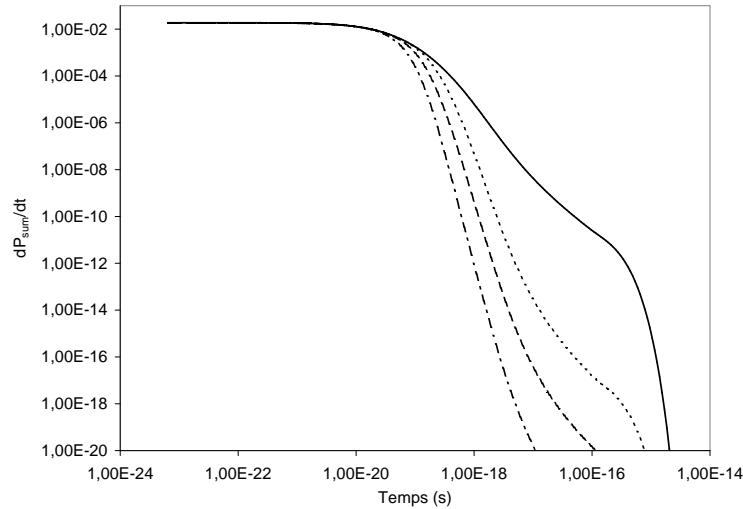


FIG. 4.6 – Dépendance de la distribution de temps de fission associées à  $B_f = 0,5.B_n$  avec le nombre de neutrons évaporés. En trait plein : 11 neutrons évaporés, en pointillés : 5 neutrons, en tirets : 4 neutrons et en tirets pointillés : 3 neutrons. Les mêmes paramètres que pour la Figure 4.4 ont été utilisés.

### 4.2.3 Temps du point-selle au point de scission

Jusqu'à maintenant, le processus de fission pris en compte par Kewpie2 s'arrête au point selle. Cependant les noyaux superlourds qui possèdent une grande fissilité, la déformation du point selle est relativement proche de celle de l'état fondamental. Il en résulte que celle associée au point de scission est assez éloignée du point selle et le temps nécessaire pour atteindre le point de scission à partir du point selle peut être a priori non négligeable comparé au temps au temps de fission seul (sans évaporation de particules légères) :  $\tau = \frac{1}{\Gamma_f}$ , où  $\Gamma_f$  est la largeur de fission.

Dans les références [146, 147], une formule pour le temps du point selle au point de scission est proposée qui dérive des hypothèses de Kramers. Le potentiel y est supposé parabolique du point selle au point de scission ainsi que dans l'état fondamental. De plus, seuls les régimes de faible température sont pris en compte. Nous avons donc dérivé une nouvelle formule [148] valide au-delà de ces hypothèses.

Pour étudier le phénomène de fission jusqu'à la scission, le *Mean First Passage Time* (MFPT) est un outil plus adapté que la largeur de fission  $\Gamma_f$  utilisée jusqu'à maintenant. En se plaçant dans le régime sur-critique, l'équation de Klein-Kramers [91, 149] est réduite à celle de Smoluchowski [54] et une formule analytique est dérivable pour le MFPT [150,

149]. Cette fonction permet de déterminer le temps de premier passage moyen nécessaire à une particule initialement à l'abscisse  $x_i$  pour atteindre l'abscisse  $x_e$ , correspondant au point où l'ensemble des particules sont absorbées. En supposant un puits de potentiel métastable  $V(x)$ , où  $x$  correspond ici à la coordonnée liée à la déformation du noyau, le MFPT s'exprime :

$$\tau_{MFPT} [x_i \rightarrow x_e] = \frac{m\beta}{T} \int_{x_i}^{x_e} dy \exp\left(\frac{V(y)}{T}\right) \int_{-\infty}^y dz \exp\left(-\frac{V(z)}{T}\right), \quad (4.12)$$

où  $\beta$  est la friction réduite et  $T$  la température. Cette fonction convient parfaitement à la fission d'un noyau si le point d'absorption  $x_e$  est choisi au point de scission. Par contre, au niveau du point selle, un problème subsiste puisque le MFPT suppose une absorption de toutes les particules franchissant  $x_e$ , alors que le taux de Kramers prend en compte des retours et des passages multiples au niveau du point selle. Il est donc nécessaire d'utiliser une seconde fonction, appelée *Mean Passage Time* (MPT), permettant de prendre en compte ce phénomène, évalué par :

$$\tau_{MPT} [x_i \rightarrow x_b] = \int_0^{\infty} t j(t, x_b; x_i) dt, \quad (4.13)$$

$$= \int_0^{\infty} P(t, x_b; x_i) dt. \quad (4.14)$$

où  $j(t, x_b; x_i)$  est le courant de sortie au niveau du point selle, dont l'abscisse est notée  $x_b$ , défini par :

$$j(t, x_b; x_i) = -\frac{\partial P(t, x_b; x_i)}{\partial t}. \quad (4.15)$$

Si à l'instant  $t = 0$  la particule est en  $x_i$ ,  $P(t, x_b; x_i)$  est la probabilité que la particule soit encore présente dans le puits de potentiel ( $x < x_b$ ) à l'instant  $t$ . L'équation (4.14) est obtenue par intégration par partie en supposant que  $P(t \rightarrow \infty, x_b; x_i) = 0$  (seul le processus de fission est étudié). Or le MPT coïncide avec le *Non-Linear Relaxation Time* (NLRT) [151] défini par l'équation (4.14) lorsque  $P(t = 0, x_b; x_i) = 1$  et  $P(t \rightarrow \infty, x_b; x_i) = 0$ . Des formules analytiques [152] ont été dérivées pour ce dernier pour différents types de potentiel à partir de l'équation de Smoluchowski (hypothèse du régime sur-critique). Pour un puits de potentiel métastable, le NLRT vaut :

$$\begin{aligned} \tau_{NLRT} [x_i \rightarrow x_e] = & \frac{m\beta}{T} \left[ \int_{x_i}^{x_e} dy \exp\left(\frac{V(y)}{T}\right) \int_{-\infty}^{\lambda} dz \exp\left(-\frac{V(z)}{T}\right) \right. \\ & \left. + \int_{x_e}^{\lambda} dy \exp\left(\frac{V(y)}{T}\right) \int_{-\infty}^{x_e} dz \exp\left(-\frac{V(z)}{T}\right) \right], \quad (4.16) \end{aligned}$$

où  $\lambda$  est le point d'absorption, qui dans notre cas sera choisi au point de scission. Si le point  $x_e$  est égal à la limite d'absorption  $\lambda$ , l'équation (4.16) devient égale à celle définissant le MFPT, c'est à dire à l'équation (4.12). La différence entre les équations (4.12) et (4.16) donne le temps du point selle au point de scission (SST) :

$$\tau_{SST} = \tau_{MFPT} [x_i \rightarrow x_s] - \tau_{NLRT} [x_i \rightarrow x_b], \quad (4.17)$$

$$= \frac{m\beta}{T} \int_{x_b}^{x_s} dy \exp\left(\frac{V(y)}{T}\right) \int_{x_b}^y dz \exp\left(-\frac{V(z)}{T}\right), \quad (4.18)$$

où  $x_i$ ,  $x_b$  et  $x_s$  représentent respectivement la coordonnée du point initial, du point selle et du point de scission. Cette équation est exacte pour le régime sur-critique.

En physique nucléaire, une grande incertitude demeure sur l'intensité de la dissipation de la matière nucléaire. Cependant, l'hypothèse de régime sur-critique faite pour obtenir l'équation (4.18) est sûrement trop forte. Nous l'avons donc étendue aux régimes de friction plus faible, en modifiant le terme  $\beta$  présent dans le préfacteur des équations (4.12), (4.16) et (4.18) par :

$$\beta \rightarrow \frac{1}{2} \left( \beta + \sqrt{\beta^2 + 4\omega_b^2} \right), \quad (4.19)$$

où  $\omega_b$  est la courbure du potentiel au niveau du point selle. Ce préfacteur est similaire à celui obtenu dans les références [146, 147] lors de la dérivation à partir des hypothèses de Kramers et provient de l'étude de la dynamique au-dessus d'une barrière parabolique [30, 33]. Il faut tout de même noter que cette modification n'est valable que pour un potentiel présentant une seule barrière.

Sur la Figure 4.7 est représentée la comparaison entre le NLRT obtenu en utilisant la formation initiale (cf. équation 4.16) seulement valide dans le régime sur-critique et le NLRT obtenu par notre formulation modifiée (cf. équation 4.19). Ces valeurs ont de plus été comparées aux résultats d'une simulation de type Langevin permettant d'avoir accès au temps entre le point initial  $x_i$  et le point selle  $x_b$ . Les temps sont présentés en fonction de l'élongation du point de scission. Nous pouvons remarquer que pour un régime sur-critique (cf. cadre C), les deux courbes sont confondues et en très bon accord avec les résultats de la simulation Langevin. Par contre, lorsque l'intensité de la friction diminue (cf. cadre B), la formule (4.16) ne permet pas de reproduire les résultats provenant de la simulation Langevin, alors que la courbe prenant en compte notre modification sur la friction présente un très bon accord avec celle obtenue par la résolution de l'équation de Langevin pour la valeur absolue de la limite lorsque le point de scission est éloigné du

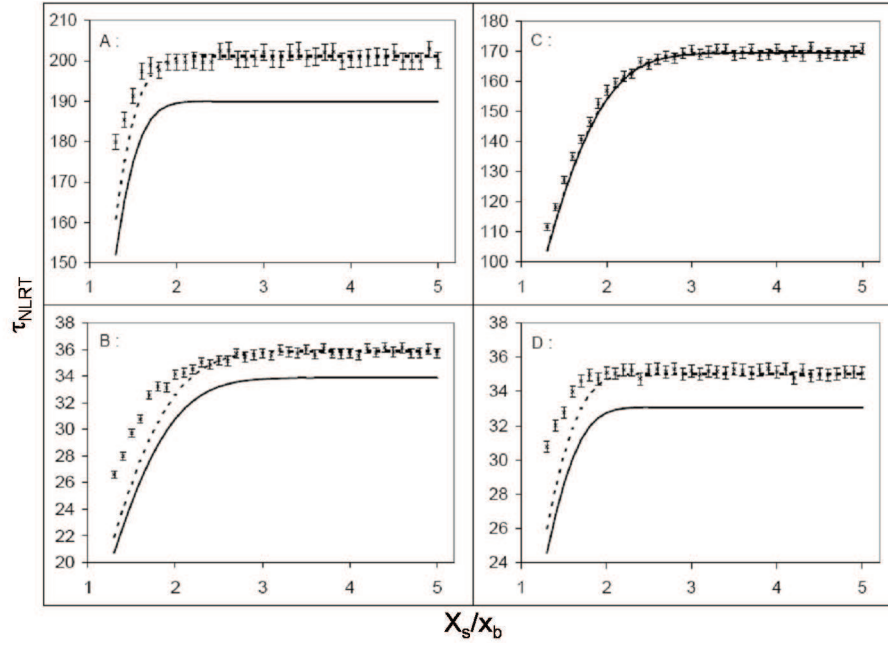


FIG. 4.7 – L'ensemble des figures représente le temps sans dimension  $w_{sd} \cdot \tau_{NLRT}$  en fonction de la position du point de scission normalisée à celle du point selle  $\frac{x_s}{x_b}$ . La courbure du potentiel au niveau du point selle est fixée à  $\hbar w_{sd} = 1$  MeV. Les courbes en trait plein correspondent à la formule uniquement valable en régime sur-critique, alors que celles en pointillés prennent en compte l'ensemble des régimes de friction (voir texte). Les points avec les barres d'erreurs correspondent à une simulation de type Langevin. Pour le cadre A :  $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 2$  et  $\frac{T}{B} = 0,5$ , le cadre B :  $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 2$  et  $\frac{T}{B} = 2$ , le cadre C :  $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 10$  et  $\frac{T}{B} = 2$  et le cadre D :  $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 2$ ,  $\frac{T}{B} = 2$  et un potentiel cubique.

point selle. Par contre, lorsque le point de scission est proche du point selle, une déviation assez importante est observée entre les deux formules et les résultats de la simulation. La raison réside dans le fait que pour ce régime de friction plutôt faible  $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 2$ , les fluctuations jouent un rôle très important lorsque  $V(x_s) - V(x_b) < T$ . Le calcul numérique est donc moins fiable. Dans le régime sur-critique, les fluctuations sont amorties et leur effet est négligeable par rapport à l'inertie du système. Ceci est observable sur le cadre C, où la déviation entre les formules et la simulation, pour des points de scission proche du point selle, est relativement faible comparée aux autres cas. Lorsque la température diminue (cf cadre A), cet effet est moins important que pour le cadre B. De même, si un potentiel cubique au lieu de parabolique est choisi (cf cadre D), puisque la condition  $V(x_s) - V(x_b) > T$  est plus rapidement atteinte lorsque le point de scission augmente. Le problème provient donc des formules analytiques qui ont été dérivées suivant le régime sur-critique. Il serait donc nécessaire d'en obtenir pour tous les régimes de frictions, mais cela n'est pas possible analytiquement. C'est la raison pour laquelle dans les références [146, 147], la détermination du temps du point selle au point de scission dérive des hypothèses de Kramers. Il faut tout de même noter que si le point de scission est proche du point selle, le SST est négligeable. Cette incertitude pour les cas où  $V(x_s) - V(x_b) < T$  n'est donc pas problématique. En ce qui concerne le MFPT, nous avons vérifié que l'utilisation de la formule (4.19) permet également de prendre en compte des régimes de friction non sur-critiques.

Nous pouvons maintenant comparer notre formule sur le temps du point selle au point de scission, tenant compte de la modification du terme de friction, à celle proposée par Hofmann *et al.* [146, 147]. Pour cela, le potentiel est supposé parabolique entre le point selle et le point de scission pour être en accord avec le domaine de validité de la formule de Hofmann *et al.* qui repose sur les hypothèses de Kramers :

$$V(x) = B - \frac{1}{2}m\omega_b^2(x - x_b)^2, \quad (4.20)$$

où  $B$  est une constante caractérisant la hauteur de la barrière de potentiel au niveau du point selle  $x_b$ . En utilisant cette expression du potentiel dans l'équation (4.18), le SST devient :

$$\tau_{SST} = \frac{\sqrt{\beta^2 + 4\omega_b^2} + \beta}{\omega_b^2} \int_0^{\sqrt{\frac{m}{2T}}\omega_b(x_s - x_b)} dy \exp(-y^2) \int_0^y dz \exp(z^2). \quad (4.21)$$

Sur la Figure 4.8 est reportée la comparaison entre notre formule (4.21) et celle de Hofmann

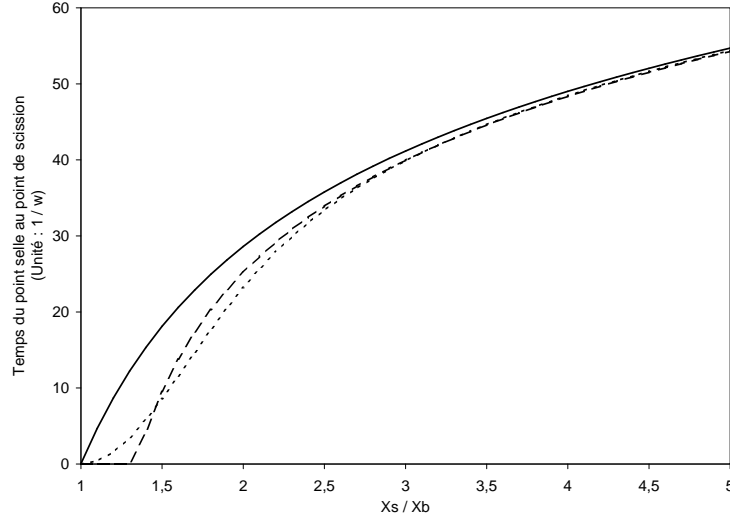


FIG. 4.8 – Temps du point selle au point de scission en fonction de l'abscisse du point de scission  $x_s$ . En trait plein : Hofmann, et en pointillés : notre formule, en tirets : la formule approximative. ( $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 10$  et  $\frac{T}{V(x_b) - V(x_s)} = 1$ )

*et al.* pour le temps du point selle au point de scission en fonction de l'élongation du point de scission. Nous pouvons remarquer un parfait accord entre les deux formules lorsque le point de scission est éloigné du point selle. Par contre, pour des points de scission proches du point selle, les deux courbes présentent des tendances complètement différentes. La raison est reliée au fait que la formule de Hofmann *et al.* est basée sur les courants au dessus du point selle obtenus dans la dérivation de Kramers, qui doivent être modifiés par la présence d'un point d'absorption à proximité. Or, si nous faisons l'approximation que le potentiel est relativement plat au niveau du point selle, nous pouvons utiliser la formule de diffusion d'Einstein [153, 149], et le MFPT est égal à :

$$\tau_{MFPT} [x_i \rightarrow x_e] = \frac{m\beta}{2T} (x_e - x_i)^2. \quad (4.22)$$

Nous devons donc retrouver cette allure parabolique pour  $\tau_{SST}$  pour des points de scission proches du point selle, ce qui est le cas avec notre formule du  $\tau_{SST}$ , mais ne l'est pas avec celle de Hofmann *et al.* qui présente une allure linéaire pour des points de scission proches du point selle.

Sur la Figure 4.9 est reportée la comparaison entre le temps associé à la largeur de fission et celui du point selle au point de scission en fonction de la fissilité. Nous pouvons observer que le premier décroît lorsque la fissilité augmente car la barrière de fission ma-

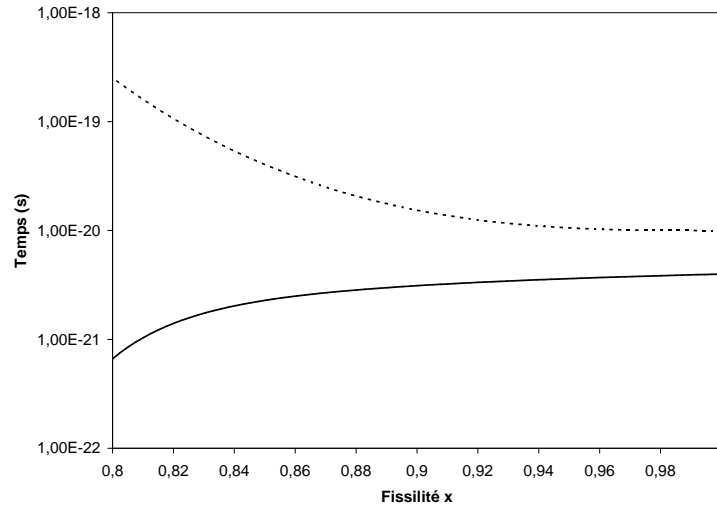


FIG. 4.9 – La courbe en trait plein correspond au temps du point selle au point scission  $\tau_{SST}$  (cf. équation 4.18) et celle en pointillés au temps associé à la largeur de Kramers  $\tau_K = \frac{1}{\Gamma_f}$  en fonction de la fissilité du noyau considéré. ( $\frac{\beta}{2\omega_{sd}} = 1$  et  $T = 1$  MeV.)

croscopique diminue. Par contre, comme nous l'avons déjà mentionné, le temps du point selle au point de scission augmente avec la fissilité. Ceci est dû au fait que la déformation au point selle se rapproche de celle de l'état fondamental. La distance entre le point selle et le point de scission augmente donc avec la fissilité. De plus, l'élongation associée au point de scission est de plus en plus grande puisque les noyaux en voie de sortie sont de plus en plus massifs et que la somme des rayons associés à chaque noyau est de plus en plus grande. Ce calcul a été effectué en supposant une fission symétrique et en utilisant la formule analytique développée par Swiatecki pour obtenir le potentiel macroscopique [29]. De plus, les noyaux au point de scission ont été supposés sphériques par souci de simplicité. Cette hypothèse est sûrement fautive, mais aura pour effet d'élargir davantage la distance entre le point selle et le point de scission si la déformation des noyaux est prise en compte. Il en résultera donc un temps du point selle au point de scission plus long qu'ici où les noyaux sont supposés sphériques. Il faut noter que l'intensité de la friction ne modifiera pas le rapport entre le temps lié à la largeur de fission et le SST puisque dans les deux formules celui-ci est contenu dans le même préfacteur. Seule la température peut avoir des effets différents sur ces deux temps. Il est donc important de noter pour le temps de fission associé au noyau d'Uranium 238 ( $x \approx 0,75$ ) que le rapport entre ces deux temps est de plus de 2 ordres de grandeur. Pour ce noyau, il est donc possible de négliger le temps du point selle au point de scission. Par contre, pour un noyau superlourd ( $x \approx 1$ ), le rapport n'est plus que d'un facteur d'environ 5. Il n'est donc plus possible de négliger

le temps du point selle au point de scission. D'autant plus que la friction associée au processus de fission entre l'état fondamental et le point selle semble ne pouvoir résulter que du rebond des nucléons sur la surface du noyau (*Wall*), puisque le point selle est très peu déformé, alors que durant la dérive entre le point selle et le point de scission, il y a formation d'un col entre les deux produits de fission. La friction entre le point selle et le point de scission devrait donc être plus importante qu'à l'intérieur du point selle. Le temps du point selle au point de scission peut donc être du même ordre de grandeur voire supérieur à celui associé au processus de désintégration pour les noyaux superlourds.

Toute cette étude est basée sur l'approximation markovienne, en supposant que le bain thermique se relaxait plus rapidement que les degrés de libertés collectifs. Il faudrait prendre en compte les effets de mémoire qui ont pour effet d'augmenter le temps du point selle au point de scission si la friction est proportionnelle au temps de relaxation, ce qui est le cas lorsqu'elle est tirée d'un modèle microscopique [154, 155, 156]. Par contre, si le temps de relaxation et la friction sont indépendants l'un de l'autre, Boilley *et al.* [55] ont mis en évidence une friction effective plus faible que dans le cas markovien, et donc un temps du point selle et le point de scission plus court. Jusqu'à maintenant, seul des potentiels parabolique ou cubique ont été considérés par souci de simplicité. Ceci a permis de nous renseigner sur l'ordre de grandeur minimal que nous pouvons espérer atteindre pour le temps du point selle au point de scission. Par contre, ce calcul a été effectué sans prendre en compte les effets de structures. Une deuxième poche de potentiel ne peut qu'allonger le temps entre le point selle et le point de scission,

#### 4.2.4 Modèle simplifié à deux barrières de fission (isomère)

Dans cette partie, nous allons juste introduire une discussion sur l'effet d'un état isomère sur le temps de fission moyen [157]. Pour cela, un potentiel composé de plusieurs morceaux de paraboles sera considéré (cf. Figure 4.10) avec en  $x_{01}$  et  $x_{02}$  les minima caractérisant respectivement l'état fondamental et isomérique, et en  $x_{b1}$  et  $x_{b2}$  les positions des barrières de fission. Bien entendu,  $x_{01} < x_{b1} < x_{02} < x_{b2}$ ,  $V(x \rightarrow -\infty) \rightarrow +\infty$  et  $V(x \rightarrow +\infty) \rightarrow -\infty$ . En posant que  $P_1$  et  $P_2$  représentent respectivement la probabilité que la particule se trouve dans le premier puits ( $x < x_{b1}$ ) ou dans le second ( $x_{b1} < x < x_{b2}$ ),



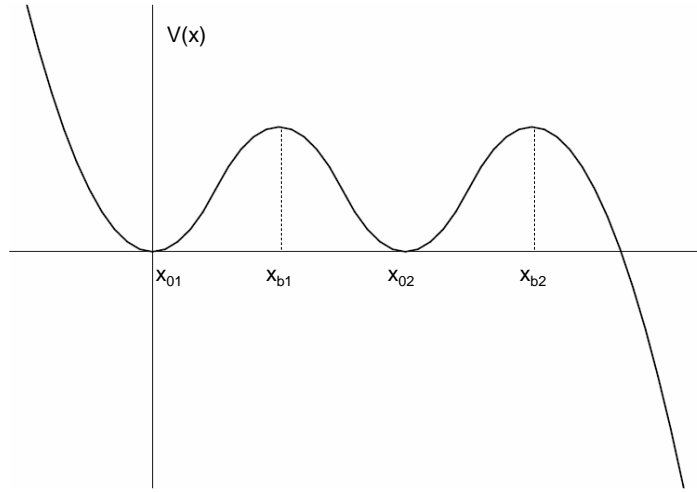


FIG. 4.10 – Potentiel utilisé pour le modèle à deux barrières de fission avec en  $x_{01}$  et  $x_{02}$  les minima caractérisant respectivement l'état fondamental et isomérique, et en  $x_{b1}$  et  $x_{b2}$  les positions des barrières de fission.)

il est possible de résoudre les équations maîtresses suivantes :

$$\frac{dP_1}{dt} = -\Gamma_{1 \rightarrow 2}(t)P_1 + \Gamma_{2 \rightarrow 1}P_2 \quad (4.23)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = \Gamma_{1 \rightarrow 2}P_1 - (\Gamma_{2 \rightarrow 1} + \Gamma_{2 \rightarrow ext})P_2, \quad (4.24)$$

où  $\Gamma_{1 \rightarrow 2}(t) = \theta(t - \tau_r)\Gamma_{1 \rightarrow 2}$  représente la largeur de fission associée au passage de la particule du premier au second puits.  $\theta(t - \tau_r)$  est une fonction de Heaviside permettant de prendre en compte le régime transitoire avant que la largeur de fission atteigne la limite stationnaire  $\Gamma_{1 \rightarrow 2}$ . Cela peut sembler étonnant alors qu'à la Section 2.1.2.3 du Chapitre 2 nous avons affirmé qu'il n'existe aucun régime transitoire pour les noyaux superlourds formés par fusion. Il s'agit ici juste d'un souci de simplicité qui va faciliter la validation numérique. Pour la simulation Langevin qui sera utilisée, il est plus simple de prendre des particules sans vitesse initiale au fond du premier puits. De plus le NLRT qui sera utilisé pour confirmer l'approche des équations maîtresses suppose que les particules se trouvent en une position initiale avec une vitesse nulle. Le temps caractéristique du régime transitoire [93, 158] est pris sous la forme suivante :

$$\tau_r = \frac{\beta}{2\omega^2} \ln \left( \frac{10B}{T} \right), \quad (4.25)$$

où  $B$ ,  $T$ ,  $\beta$  représentent respectivement la hauteur de la barrière de fission, la température et la friction réduite.  $\Gamma_{2 \rightarrow 1}$  correspond à la réaction inverse et donc au passage de la particule du second au premier puits. Par contre  $\Gamma_{2 \rightarrow ext}$  représente le passage de la seconde barrière vers le point de scission lorsque la particule se trouve dans le second puits. Ces deux largeurs ne prennent en compte aucun régime transitoire puisque les particules atteignent le second puits de potentiel par diffusion. Il y a donc thermalisation des degrés de liberté collectifs et intrinsèques. En négligeant le temps de dérive du point selle au point de scission, le temps de fission moyen devient :

$$\tau_{2b} = \tau_r + \frac{1}{\Gamma_{2 \rightarrow ext}} \left( 1 + \frac{\Gamma_{2 \rightarrow 1} + \Gamma_{2 \rightarrow ext}}{\Gamma_{1 \rightarrow 2}} \right). \quad (4.26)$$

Dans le cas particulier où les hauteurs des barrières sont identiques ( $\Gamma_{1 \rightarrow 2} = \Gamma_{2 \rightarrow 1} = \Gamma_{2 \rightarrow ext}$ ), correspondant au cas le plus favorable, le temps de fission moyen devient pour  $\frac{T}{B} = 0,5$  et  $\frac{\beta}{2\omega} \gg 1$  :

$$\tau_{2b} = \frac{3,016}{\Gamma_{1 \rightarrow 2}}. \quad (4.27)$$

Nous nous apercevons donc que l'effet est très important surtout qu'ici seul le processus de fission a été pris en compte. A partir d'une simulation de type Langevin, le temps moyen obtenu est de :  $\tau_{Lan} \approx \frac{3,231}{\Gamma_{1 \rightarrow 2}}$ . Ce résultat permet de confirmer l'approche des équations maîtresses malgré la petite différence sur le numérateur. Cette dernière provient du temps de dérive entre le point selle de la première barrière et le fond du puits de l'état isomère qui n'est pas pris en compte dans l'approche des équations maîtresses. La même étude a été effectuée avec une approche analytique utilisant le NLRT (cf. équation 4.16), où le résultat est similaire à l'approche numérique :  $\tau_{NLRT} \approx \frac{3,225}{\Gamma_{1 \rightarrow 2}}$ .

En conclusion, en négligeant l'évaporation de particules légères, l'existence d'un deuxième puits de potentiel peut allonger les temps de fission moyens jusqu'à un facteur 3. L'étude de l'effet de l'évaporation a été menée et montre que le temps de fission moyen est encore allongé [159] (cf. Figure 4.11). Le modèle de Langevin utilisé pour ces calculs n'a pas permis d'étudier l'influence d'un état isomérique sur les distributions de temps de fission. Des développements avec une autre approche sont en cours. Pour des calculs plus réalistes, nous ne connaissons malheureusement pas la structure du potentiel des noyaux superlourds étudiés, ni son évolution avec la température. Kewpie2 ne prend donc pas en compte les états isomériques, mais il faudra garder à l'esprit que cet effet peut allonger significativement le temps de fission moyen.

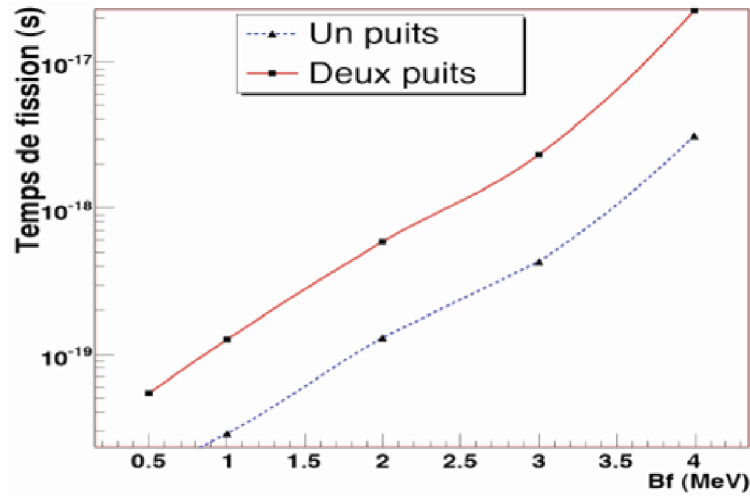


FIG. 4.11 – Temps de fission moyen en fonction de la hauteur de la barrière de fission lorsque l'évaporation de neutrons est prise en compte, dans le cas où un seul puits de potentiel est considéré (courbe en pointillés avec les triangles), ou avec un état isomère (courbe en trait plein avec les carrés) représenté sur la Figure 4.10 avec une approche de type Langevin. L'énergie de liaison a été fixée à  $B_n = 6$  MeV tout au long de la chaîne et le noyau composé possède une énergie d'excitation initiale de  $E^* = 80$  MeV (Figure obtenue dans la référence [159]).

## 4.3 Applications de Kewpie2...

### 4.3.1 ... à l'Uranium 238...

Sur la Figure 4.12, est reportée la comparaison de notre calcul, utilisant la formule (4.6), avec les données [136, 137] pour le temps de fission moyen associé à la cascade de désexcitation du noyau d'uranium 238. Il faut noter que les barres en abscisse sur les données ne correspondent pas à des barres d'erreurs mais à l'intervalle sur lequel a été effectué la somme des événements qui ont contribué à l'obtention du temps de fission moyen expérimental. Ce calcul a été effectué en utilisant comme valeur pour les paramètres libres de Kewpie2 :  $f = 1$ ,  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 2.10^{21}$  s<sup>-1</sup>. Nous pouvons observer que l'effet de l'évaporation de particules chargées, telles que les protons et les alphas, est particulièrement important au-delà de  $E^* = 80$  MeV. En dessous de cette valeur, leur influence est négligeable car leur probabilité d'émission sont relativement faibles comparées à celles de l'évaporation de neutrons. Vers  $E^* = 50$  MeV, un désaccord important apparaît, suivi d'une forte discontinuité. Ceci pourrait provenir d'une contribution de plus en plus importante des fissions asymétriques quand l'énergie d'excitation diminue. A faible énergie d'excitation, le canal de fission symétrique ne correspond pas au chemin de réaction et une

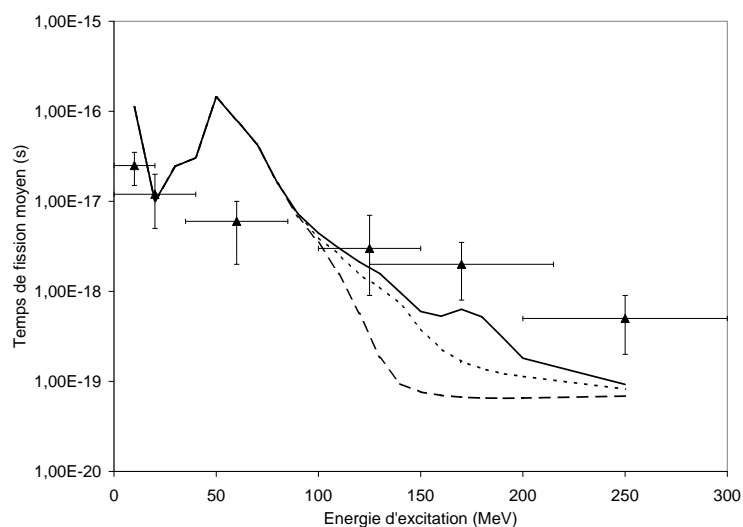


FIG. 4.12 – Temps de fission moyen pour le noyau d’uranium 238. La courbe en tirets représente un calcul où seule l’évaporation de neutron a été prise en compte en plus de la fission et du rayonnement gamma. Celle en pointillés inclut en plus l’évaporation de protons, et en trait plein les protons et les alphas. La friction est fixée à  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Données obtenues dans la référence [136].

barrière de fission plus faible que celle considérée doit exister pour une asymétrie donnée. Sinon la tendance est plutôt bien reproduite. En augmentant l’intensité de la friction à  $\beta = 5.10^{21} \text{ s}^{-1}$  (cf. Figure 4.13), il semblerait que ce calcul conviendrait mieux à la reproduction de la partie haute énergie. Une augmentation de la friction avec la température est effectivement prédite théoriquement [160, 161].

Ce système qui ne présente pas d’ambiguïté du point de vue des variables physiques (masses, énergies de correction de couches...) permet donc de valider, comme pour les systèmes de références du Chapitre 3, les choix théoriques que nous avons effectués au Chapitre 2. De plus, aucun ajustement n’a été effectué sur le facteur de correction de couches ( $f = 1$ ) et sur l’énergie de damping ( $E_d = 18,5 \text{ MeV}$ ), et seul un petit ajustement de l’intensité de la friction, en accord avec les prédictions théoriques [160, 161], a été nécessaire pour la partie haute énergie afin d’obtenir un bon accord entre le calcul et les données. Nous pouvons donc maintenant étudier le temps de fission moyen des noyaux superlourds pour obtenir des informations sur l’intensité des énergies de correction de couches en supposant l’extrapolation des autres paramètres correcte.

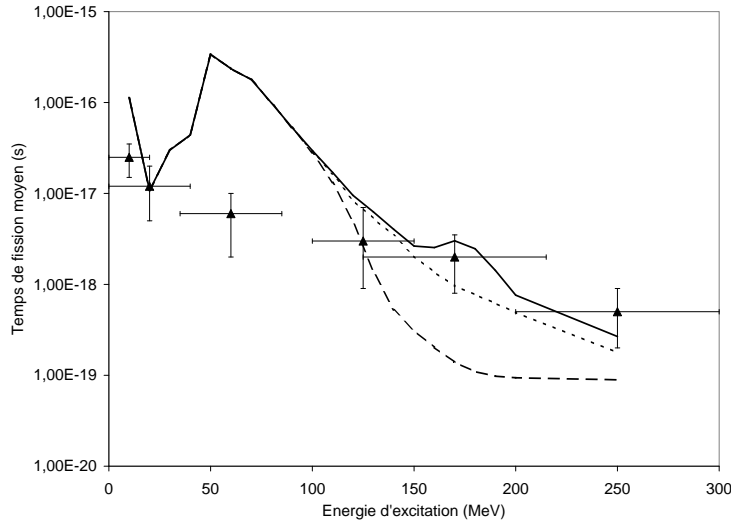


FIG. 4.13 – Temps de fission moyen pour le noyau d’uranium 238. La courbe en tirets représente un calcul où seule l’évaporation de neutron a été prise en compte en plus de la fission et du rayonnement gamma. Celle en pointillés inclut en plus l’évaporation de protons, et en trait plein les protons et les alphas. La friction est fixée à  $\beta = 5.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Données obtenues dans la référence [136].

### 4.3.2 ... et aux noyaux superlourds

Nous allons commencer l’étude du temps de fission moyen des noyaux superlourds par l’élément  $Z = 124$ , où expérimentalement [134] il a été détecté plus de 10% d’évènements à temps de vie long provenant de réactions de fusion-fission. Pour comparer les calculs aux données, nous allons nous intéresser aux distributions de temps de fission et définir un rapport  $R$  entre le nombre d’évènements à temps de fission longs ( $t > 10^{-18} \text{ s}$  comme dans l’expérience) et le nombre d’évènements à temps de fission courts ( $t < 10^{-18} \text{ s}$ ) :

$$R = \frac{\int_{1.10^{-18}}^{\infty} dt \frac{dP_{sum}}{dt}}{\int_0^{1.10^{-18}} dt \frac{dP_{sum}}{dt}}. \quad (4.28)$$

La distribution de temps de fission est donc intégrée entre  $t_{min} = 1.10^{-18} \text{ s}$ , qui correspond à la limite inférieure de sensibilité de la technique expérimentale, et  $t_{max} = +\infty$  pour déterminer le nombre d’évènements de temps de fission longs. De même pour les temps de fission courts qui sont évalués en intégrant cette même distribution entre  $t_{min} = 0$  et  $t_{max} = 1.10^{-18} \text{ s}$ .

La Figure 4.14 présente pour la courbe en tirets-pointillés la distribution de temps de

$A$	312	311	310	309	308	307	306	305
$\Delta E$ (MeV)	-0,22	-0,82	-1,15	-1,82	-2,56	-3,40	-3,68	-7,03

TAB. 4.2 – Energies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix associées aux premiers noyaux de la cascade de désexcitation du noyau composé  $Z = 124$ .

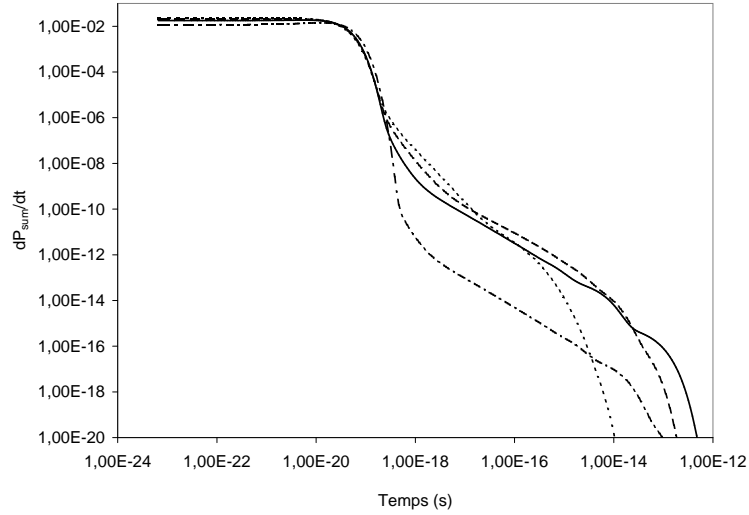


FIG. 4.14 – Dépendance de la distribution de temps de fission pour l'élément  $Z = 124$  en fonction des énergies de correction de couches. La courbe en trait plein correspond à  $\Delta E = 6$  MeV tout au long de la chaîne de désexcitation, en tirets à  $\Delta E = 8$  MeV, en pointillés à  $\Delta E = 10$  MeV et en tirets-pointillés aux énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix. Les paramètres libres sont fixés à  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ ,  $f = 1$  et  $E_d = 18,5$  MeV.

fission obtenue en utilisant des valeurs standards pour les paramètres libres de Kewpie2 ( $f = 1$ ,  $E_d = 18,5$  MeV et  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ ) et les énergies de correction de couches provenant de la table de Møller et Nix [7]. Le temps de fission moyen est de  $\tau = 3,8.10^{-20} \text{ s}$  et  $R = 9.10^{-9}$ . Nous sommes très loin des 10% observés expérimentalement. Il faut rappeler ici, que la barrière de fission provient uniquement des énergies de correction de couches puisque la partie macroscopique est nulle. Cela signifie qu'à  $E^* = 70$  MeV, pour le noyau composé, la barrière de fission est affaiblie par la température. Or pour cet élément, les énergies de correction de couches prédites par Møller et Nix [7] sont particulièrement faibles au début de la cascade, comme observé dans le Tableau 4.2.

Nous allons modifier arbitrairement les barrières de fission pour observer leur effet sur le temps de fission moyen et sur la distribution de temps de fission. La principale diffé-

rence avec le modèle simplifié de la Section 4.2.2 est la prise en compte de la prescription d'Ignatyuk. Sur la Figure 4.14 est reportée la dépendance de la distribution de temps de fission en fonction des énergies de correction de couches fixées arbitrairement. Nous pouvons remarquer que lorsque celles-ci sont fixées à  $\Delta E = 6$  MeV (courbe en trait plein) pour l'ensemble des noyaux, les temps de fission longs se trouvent favorisés par rapport au cas où les valeurs de Møller et Nix sont utilisées (courbe en tirets-pointillés). Le temps de fission moyen est réduit à  $\tau = 3,3 \cdot 10^{-20}$  s pour un rapport de  $R = 5 \cdot 10^{-6}$ . Si maintenant, les énergies de correction de couches sont fixées à  $\Delta E = 8$  MeV (courbe en tirets), le temps de fission moyen diminue à  $\tau = 3,2 \cdot 10^{-20}$  s par rapport au cas précédent, alors que le rapport augmente à  $R = 1,8 \cdot 10^{-5}$ . La diminution du temps de fission moyen vient du fait que les évènements autour de  $t = 1 \cdot 10^{-18}$  s sont de plus en plus favorisés lorsque les énergies de correction de couches augmentent, alors que la proportion des évènements compris entre  $t = 1 \cdot 10^{-14}$  s et  $t = 1 \cdot 10^{-12}$  s a plutôt tendance à diminuer. La même remarque peut être faite lorsque  $\Delta E = 10$  MeV (courbe en pointillés), où il n'existe aucun évènement à temps supérieurs à  $t = 1 \cdot 10^{-14}$  s. Le temps de fission moyen pour la courbe en pointillés diminue encore à  $\tau = 2,6 \cdot 10^{-20}$  s, alors que le rapport des évènements de temps de fission longs augmente légèrement à  $R = 4 \cdot 10^{-5}$ . Cette figure montre donc que pour avoir des rapports  $R$  relativement importants, il est indispensable d'avoir, dès le début de la chaîne de désexcitation, des barrières de fission élevées dues à de forts effets de couches. Ainsi, l'émission de neutrons en début de chaîne, et donc le refroidissement du noyau résiduel, se trouve favorisée par rapport à la fission. Au contraire, en fin de chaîne, il ne faut pas que les neutrons ou les gammas soient trop favorisés par rapport à la fission, car sinon on obtient un poids trop faible de fission aux grands temps associés aux dernières étapes de la désexcitation.

Pour les calculs suivants, nous avons donc arbitrairement fixé les énergies de correction de couches à  $\Delta E = 12$  MeV pour les 5 premiers noyaux de la cascade ( $A=312$  à  $308$ ),  $\Delta E = 10$  MeV pour les 2 suivants ( $A = 307$  et  $A = 306$ ) et enfin  $\Delta E = 7$  MeV pour les autres. Sur la Figure 4.15, deux calculs ont été reportés, l'un avec  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$  et l'autre avec  $\beta = 6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Les autres paramètres libres de Kewpie2 restent inchangés ( $f = 1$  et  $E_d = 18,5$  MeV). Il est ainsi possible d'obtenir, pour le calcul avec  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ , un rapport entre les intégrales sur les évènements à temps de fission longs et courts de  $R = 0,016$  et un temps de fission moyen de  $\tau = 1 \cdot 10^{-17}$  s. Pour le calcul avec  $\beta = 6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ , le rapport est de  $R = 0,09$  pour un temps de fission moyen de  $\tau = 8 \cdot 10^{-17}$  s. Nous remarquons qu'une relativement faible modification de la friction suffit pour augmenter le nombre d'évènements à temps de fission longs par rapport à ceux à temps courts. Lorsque

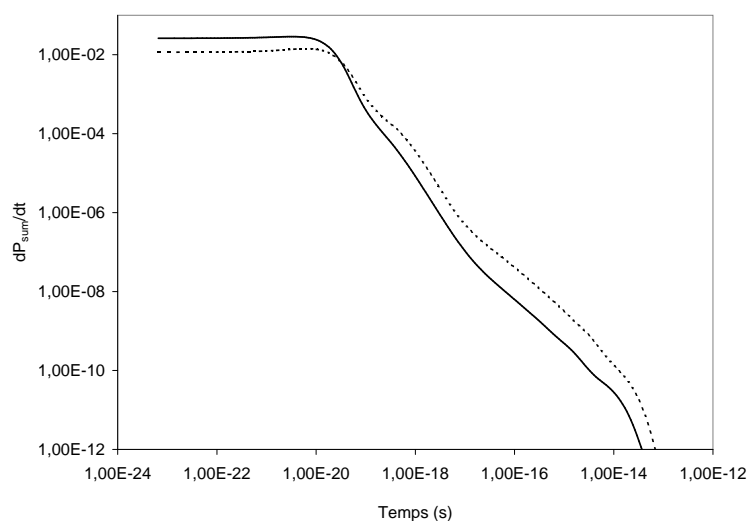


FIG. 4.15 – Influence de la friction sur la distribution de temps de fission pour l'élément  $Z = 124$ . La courbe en trait plein correspond à une friction de  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$  et celle en pointillés à  $\beta = 6.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Le calcul a été effectué en se plaçant dans le cas où les énergies de corrections évoluent de  $\Delta E = 12 \text{ MeV}$  pour les premiers noyaux à  $\Delta E = 7 \text{ MeV}$  pour les derniers (voir texte).

la friction est plus forte, le processus de fission est freiné suffisamment pour atteindre des rapports  $R$  compatibles avec ceux mesurés. L'évaporation de particules légères est donc favorisée et les noyaux peuvent donc se refroidir plus rapidement et survivre davantage.

Il faut noter que si les énergies de correction de couches ne sont pas augmentées comme précédemment et que nous souhaitons atteindre les 10% d'évènements à temps de fission longs mesurés seulement en modifiant la friction, il faudrait fixer  $\beta$  à  $80.10^{21} \text{ s}$ . Il n'est pas possible, en conservant les énergies de correction de couches de Møller et Nix, d'obtenir 10% d'évènements à temps de fission longs, même en modifiant le paramètre de friction dans des proportions raisonnables. Il semble donc nécessaire d'augmenter fortement les énergies de correction de couches pour cet élément. Bien entendu, comme il a été discuté précédemment, un état isomère peut influencer le temps de fission moyen (au plus d'un facteur 3 si l'évaporation de particules légères n'est pas pris en compte) et sûrement le nombre d'évènements à temps de fission longs. Il ne faut pas oublier que nous avons négligé le temps du point selle au point de scission qui peut également à son tour allonger les temps de fission moyen. Les deux effets (états isomériques et le temps du point selle au point de scission) vont donc tous les deux dans le sens de rallonger les temps de fission calculés et doivent donner un meilleur accord avec les données.



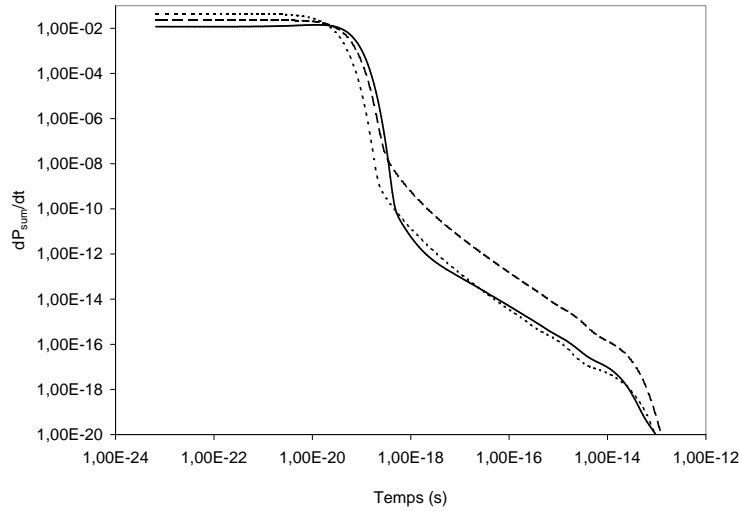


FIG. 4.16 – Distributions de temps de fission associées au noyau composé  $Z = 124$  (courbe en trait plein),  $Z = 120$  (courbe en tirets) et  $Z = 114$  (courbe en pointillés). Les énergies de correction de couches de Møller et Nix ont été utilisées et  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ .

Sur la Figure 4.16 sont reportées les distributions de temps de fission associées à la cascade de désexcitation du noyau composé  $Z = 124$  (courbe en trait plein),  $Z = 120$  (courbe en tirets) et  $Z = 114$  (courbe en pointillés). Pour l'ensemble de ces calculs, les énergies de correction de couches de Møller et Nix ont été utilisées et  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$ . La distribution de temps de fission associée au noyau  $Z = 124$  a déjà été discutée auparavant. Le noyau composé  $Z = 120$  et  $A = 302$  est particulièrement intéressant car l'ensemble des isotopes présentent des énergies de corrections de couches de l'ordre de  $\Delta E \approx 6$  à  $7$  MeV, contrairement aux isotopes du  $Z = 124$  qui présentent des énergies de correction de couches faibles en début de chaîne. Sans modifier les paramètres libres ou les énergies de correction de couches, nous obtenons un temps de fission moyen de  $\tau = 2,6.10^{-20}$  s et un rapport du nombre d'évènements à temps de fission longs de  $R = 7.10^{-7}$  bien inférieur à celui mesuré [132, 133]. Il est donc nécessaire à nouveau pour reproduire les données [132, 133] de modifier fortement, comme pour  $Z = 124$ , les énergies de corrections de couches ou/et le paramètre de friction. Pour l'élément  $Z = 114$  et  $A = 286$ , les résultats expérimentaux, encore préliminaires, ne mettraient en évidence aucun évènement de temps de fission longs. Comme pour les autres noyaux étudiés, sans modification des paramètres libres ou les énergies de correction de couches, le temps de fission moyen est très inférieur à  $\tau = 1.10^{-18}$  s et le rapport des évènements à temps de fission longs est très faible et comparable à celui obtenu pour  $Z = 124$  sans ajustement des paramètres libres

ou des énergies de correction de couches. Il est donc impossible ici de conclure pour cet élément à une éventuelle remise en cause question des énergies de correction de couches de Møller et Nix.

Il peut être instructif de modifier la borne d'intégration permettant de définir les événements de temps de fission longs. Jusqu'à maintenant cette borne était fixée à  $t = 10^{-18}$  s, en accord avec l'ordre de grandeur donné par les expériences. Or, nous avons remarqué que le temps du point selle au point de scission et que les états isomères ne peuvent qu'augmenter le temps de fission moyen. Par contre, il est impossible pour le moment de prendre en compte ces effets dans Kewpie2, et c'est la raison pour laquelle il est plus facile de modifier arbitrairement la borne d'intégration permettant de définir les événements de temps de fission longs. Si la borne d'intégration est choisie à  $t = 10^{-19}$  s, alors avec  $\beta = 2.10^{21} \text{ s}^{-1}$  pour  $Z = 124$  le rapport des événements à temps de fission longs ( $t > 10^{-19}$  s) par rapport à ceux correspondant aux temps de fission courts ( $t < 10^{-19}$  s) est de  $R_{t=10^{-19}} = 0,04$ , pour  $Z = 120$ ,  $R_{t=10^{-19}} = 0,01$  et enfin pour  $Z = 114$ ,  $R_{t=10^{-19}} = 0,0003$ . Il est possible de chercher la borne d'intégration  $t_{lim}$  permettant pour chaque élément d'obtenir au moins 10% d'évènements à temps de fission longs. Pour  $Z = 124$ , la borne est de  $t_{lim} \approx 7.10^{-20}$  s, pour  $Z = 120$ ,  $t_{lim} \approx 5.10^{-20}$  s et pour  $Z = 114$ ,  $t_{lim} \approx 3.10^{-20}$ . De telles valeurs pour les limites de sensibilité expérimentale, définie de façon très directe, sont exclues.

La nécessité d'augmenter fortement l'intensité des effets de couches calculée par Møller et Nix est opposée à celle obtenue au Chapitre 3 où il était nécessaire de réduire fortement les énergies de correction de couches pour reproduire les sections efficaces de résidus. Il faut préciser que ces conclusions contradictoires ne portent pas sur les mêmes éléments, et qu'il est donc important de noter que si les énergies de correction de couches doivent être modifiées, il n'y a aucune raison que la modification soit la même pour les noyaux étudiés dans le chapitre 3 que pour ceux étudiés dans ce chapitre. Un déplacement du maximum de stabilité depuis  $Z = 114$  prédit par Møller et Nix vers des  $Z$  plus élevés pourrait expliquer ces conclusions contradictoires.

## 4.4 Conclusion

Nous avons remarqué lors de la comparaison aux données de temps de fission de l'uranium 238, un accord satisfaisant avec notre calcul qui obtient les bons ordres de grandeur, malgré le désaccord observé vers  $E^* = 50$  MeV qui provient peut-être d'une probabilité non négligeable de fission asymétrique à partir de cette énergie. Un accord plus satisfaisant

avec les données est obtenu en considérant une friction augmentant avec la température, conformément aux prédictions théoriques. Ce système permet donc de valider les choix théoriques et les paramètres décrits au Chapitre 2 pour Kewpie2.

Lors de l'étude du temps de fission de l'élément  $Z = 124$ , nous avons mis en évidence la nécessité d'augmenter légèrement la friction et fortement les énergies de correction de couches prédites par Møller et Nix [7] pour obtenir au moins 10% d'évènements de temps de fission longs comme mesuré. De même pour le  $Z = 120$ , les énergies de correction de couches de Møller et Nix doivent être fortement augmentées. Aucune conclusion quant à ces énergies ne peut être tirée des résultats préliminaires obtenus pour le  $Z = 114$  qui ne montre expérimentalement aucune fission à temps très longs. Cependant la quasi-fission, présente dans les données, doit être prise en compte pour reproduire les rapports mesurés. Une modélisation complète de la capture et de la fusion s'avère donc à nouveau indispensable.

Il a également été montré que la contribution provenant du temps du point selle au point de scission peut dans certains cas devenir comparable au temps de désintégration par fission pour les noyaux superlourds. De plus, une nouvelle formule exacte et valide quelque soit le régime de friction a été dérivée. Des études complémentaires sont nécessaires pour introduire ce temps dans le calcul du temps de fission moyen et observer son effet sur la distribution de temps de fission. De même pour les états isomères, où dans le cas le plus favorable, une augmentation d'un facteur 3 sur le temps de fission moyen peut être observée. L'évolution de ce facteur (qui ne peut qu'augmenter) en prenant en compte l'évaporation de particules légères reste à étudier.

# Conclusion

Durant cette thèse, nous avons donc développé un nouveau code statistique (Kewpie2) permettant de traiter la phase de désexcitation d'un noyau composé spécifiquement dédié aux noyaux superlourds. Il repose sur un algorithme original permettant de calculer de très faibles probabilités. Les résultats obtenus par Kewpie2 ont été confrontés aux données sur les sections efficaces de résidus obtenus par fusion froide ( $Z = 108$  à  $Z = 113$ ) et chaude ( $Z = 112$ ,  $Z = 114$  et  $Z = 116$ ), ainsi qu'aux données sur les temps de fission moyen ( $Z = 114$ ,  $Z = 120$  et  $Z = 124$ ). Des contraintes sur la structure microscopique des noyaux étudiés par le biais des énergies de correction de couches ont été obtenues.

Un tel modèle statistique dépend de nombreux paramètres, dont certains sont relativement bien connus et ont été extrapolés à la région des noyaux superlourds, d'autres moins. Avec une étude de sensibilité, nous avons fait ressortir trois paramètres de Kewpie2 très importants par leur grande incertitude et leur forte influence sur les résultats finaux. Il s'agit de la friction  $\beta$ , du facteur de correction de couches  $f$  et du paramètre de damping  $E_d$ . Ces paramètres n'affectent que le calcul de la largeur de fission par le biais des énergies de correction de couches pour  $f$ , par la rapidité de l'amortissement de ces énergies avec la température pour  $E_d$  et par l'amplitude de la dissipation durant le processus de fission avec  $\beta$ . Nous avons montré qu'il était impossible en modifiant seulement la valeur du paramètre de damping  $E_d$  de reproduire les données sur les sections efficaces de résidus malgré la grande sensibilité des résultats à ce paramètre.  $\beta$  ne permet pas non plus d'expliquer les ordres de grandeur de différences entre les calculs et les données. En ajustant les paramètres intrinsèques aux modèles de fusion afin de reproduire les données sur les sections efficaces de fusion, les résultats de Kewpie2 sur les résidus mettent en évidence la nécessité de diminuer très fortement, par l'intermédiaire de  $f$ , les énergies de correction de couches provenant des calculs de Møller et Nix [7] aussi bien pour les noyaux obtenus par fusion froide ( $Z = 108$  à  $Z = 113$ ) que par fusion chaude ( $Z = 112$ ,  $Z = 114$  et  $Z = 116$ ). En revanche, la confrontation aux données des résultats de Kewpie2 obtenus sur les distributions de temps de fission montrent qu'il faut plutôt augmenter les énergies

de correction de couches de la table de Møller et Nix [7] pour  $Z = 120$  et  $Z = 124$ . Un déplacement de la fermeture de couche proton prédite à  $Z = 114$  par les calculs de Møller et Nix, vers des  $Z$  plus élevés permettrait d'expliquer ces conclusions opposées.

Nous avons mis en évidence que la correction à apporter aux énergies de correction de couches des noyaux obtenus par fusion froide dépend du système étudié et qu'elle atteint au maximum 90% des valeurs prédites par les calculs de Møller et Nix. Pour les noyaux superlourds produits par fusion chaude, les énergies de correction de couches tirées de la table de Møller et Nix [7] doivent être diminuées quant à elles de 50%. Il convient de rappeler que nous avons supposé que cette réduction s'appliquait à l'ensemble des isotopes traités dans la phase de désexcitation du noyau composé. Il est donc un peu plus délicat d'extraire les barrières de fission de chacun de ces éléments puisqu'un effet de moyenne sur les 3 premiers isotopes est pris en compte dans la section efficace  $3n$ . Pour ce qui est des conclusions liées aux temps de fission, l'analyse des données en cours devrait permettre une contrainte plus précise sur l'augmentation à apporter aux énergies de correction de couches prédites par Møller et Nix. De nouvelles données pour d'autres éléments, si possible avec des isotopes bien définis, devraient donner accès aux énergies de correction de couches dans la région des éléments superlourds inaccessible actuellement aux expériences de synthèse.

Il est important de remarquer qu'il est particulièrement difficile d'obtenir expérimentalement des données sur les sections efficaces de fusion pour les noyaux superlourds, puisque les évènements de quasi-fission, très probables, peuvent difficilement être discriminés de ceux de fusion suivie par fission. Il se pourrait donc que les données, que nous avons utilisé, sur-estiment les véritables sections efficaces de fusion. Comme nous avons ajusté les modèles de fusion aux données, une diminution des sections efficaces de fusion impliquerait des diminutions moins importantes des énergies de correction de couches, que celles effectuées dans cette étude sur les résidus d'évaporation. Mais il resterait néanmoins nécessaire de les ajuster à moins que la sur-estimation des sections efficaces de fusion ne soit de 3 à 4 ordres de grandeur.

L'analyse des temps de fission a permis d'apporter une nouvelle contrainte à l'étude des noyaux superlourds, vis à vis des résultats de Kewpie2. Nous avons introduit une nouvelle formule pour le temps du point selle au point de scission exacte en régime sur-critique et une formule étendue afin de tenir compte de régimes de friction plus faible. L'influence de cette quantité sur le temps de fission moyen ne permet pas cependant d'expliquer les

différences observées entre les calculs et les données. En revanche, nous avons montré que d'éventuels états isomériques peuvent augmenter d'une manière significative le temps de fission moyen. Cet effet peut avoir une conséquence importante sur les conclusions apportées par cette étude. Il semble donc indispensable maintenant d'étendre cette étude de l'effet des états isomériques à l'aide de modèles plus réalistes.

Il est important de remarquer que les modèles de fusion que nous avons utilisés dans cette étude sont phénoménologiques et présentent donc des paramètres libres dont la valeur doit être ajustée afin de reproduire les données sur les sections efficaces de fusion. L'étude effectuée avec Kewpie2 sur les sections efficaces de résidus n'a pas pu discriminer un modèle de fusion d'un autre. Il est donc indispensable de chercher de nouvelles contraintes afin de décrire correctement le phénomène d'entrave à la fusion (*fusion hindrance*). L'origine de ce phénomène est bien connue et acceptée ; elle est liée à l'apparition d'une deuxième barrière de potentiel entre le point de contact et le noyau composé. En revanche les modèles divergent essentiellement sur l'amplitude de la dissipation présente lors du passage des barrières. Une bonne compréhension des mécanismes de dissipation est donc cruciale. Les modèles que nous avons utilisés dans cette étude n'ont pas été confrontés aux données sur des systèmes plus légers que les noyaux superlourds, où le phénomène d'entrave à la fusion apparaît. Ces systèmes présentent la particularité d'être relativement bien connus et permettraient de réduire les grandes incertitudes qui règnent sur les quantités physiques des noyaux étudiés, comme par exemple les masses. Enfin, il est important de noter qu'actuellement le processus de fusion est décomposé en deux étapes distinctes qui sont connectées de façon arbitraire, faute de pouvoir proposer un modèle unifié. Ce problème devra être résolu afin de décrire d'une manière cohérente le passage des deux barrières.



# Bibliographie

- [1] D. Mendeleev, *Principles of Chemistry*. 1891.
- [2] C. Stodel, *Etude expérimentale de l'influence de la structure des partenaires dans la fusion de systèmes presque symétriques*. Thèse, Université de Caen, 1998.
- [3] C. Theisen, “Des noyaux lourds aux super-lourds”, *Ecole Joliot-Curie*, 2002.
- [4] C. F. V. Weizsäcker, “Zur Theorie der Kernmassen”, *Zeit. Phys.*, vol. 96, pp. 431–458, 1935.
- [5] N. Bohr *et al.*, “The Mechanism of Nuclear Fission”, *Phys. Rev.*, vol. 56, p. 426, 1939.
- [6] M. G. Mayer et J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*. Wiley, New York, 1955.
- [7] P. Möller *et al.*, “Nuclear Ground-State Masses and Deformations”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 59, pp. 185–382, 1995.
- [8] K. Rutz *et al.*, “Superheavy nuclei in self-consistent nuclear calculations”, *Phys. Rev. C*, vol. 56, pp. 238–243, 1997.
- [9] S. Cwiok *et al.*, “Shell structure of the superheavy elements”, *Nucl. Phys. A*, vol. 611, pp. 211–246, 1996.
- [10] N. Bohr, “Neutron Capture and Nuclear Constitution”, *Nature*, vol. 137, pp. 344–348, 1936.
- [11] G. Adamian *et al.*, “Fusion cross sections for superheavy nuclei in the dinuclear system concept”, *Nucl. Phys. A*, vol. 633, pp. 409–420, 1998.
- [12] Y. Aritomo *et al.*, “Analysis of fusion-fission dynamics by pre-scission neutron emission in  $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$  system”, *Nucl. Phys. A*, vol. 759, pp. 309–326, 2005.
- [13] M. Beckerman *et al.*, “Fusion of heavy nuclei”, *Phys. Rev. C*, vol. 29, pp. 1938–1941, 1984.
- [14] K. H. Schmidt *et al.*, “The conditions for the synthesis of heavy nuclei”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 54, pp. 949–1003, 1991.



- [15] P. Armbruster, “Nuclear structure in cold rearrangement processes in fission and fusion”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 62, pp. 465–525, 1999.
- [16] P. Fröbrich et R. Lipperheide, *Theory of Nuclear Reactions*. Oxford science publications, 1996.
- [17] D. L. Hill *et al.*, “Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena”, *Phys. Rev.*, vol. 89, p. 1102, 1953.
- [18] W. Reisdorf, “Analysis of Fissionability Data at High Excitation Energies”, *Zeit. Phys. A*, vol. 300, pp. 227–238, 1981.
- [19] R. Bass, “Fusion of heavy nuclei in a classical model”, *Nucl. Phys. A*, vol. 231, pp. 45–63, 1974.
- [20] C. Sahm *et al.*, “Fusion probability of symmetric heavy, nuclear systems determined from evaporation-residue cross sections”, *Nucl. Phys. A*, vol. 441, pp. 316–343, 1985.
- [21] W. Swiatecki, “The dynamics of nuclear coalescence or reseparation”, *Phys. Script.*, vol. 24, pp. 113–122, 1981.
- [22] J. Blocki *et al.*, “Dynamical hindrance to compound-nucleus formation in heavy-ion reaction”, *Nucl. Phys. A*, vol. 459, pp. 145–172, 1986.
- [23] C. Aguiar *et al.*, “Thermal Fluctuations in heavy-ion fusion reactions”, *Nucl. Phys. A*, vol. 517, pp. 205–220, 1990.
- [24] P. Fröbrich *et al.*, “A Langevin description of the competition between fusion and deep-inelastic collisions close to the barrier”, *Zeit. Phys. A*, vol. 339, pp. 171–175, 1991.
- [25] J. Martel *et al.*, “Langevin description of heavy-ion collisions within surface friction model”, *Nucl. Phys. A*, vol. 545, pp. 854–870, 1992.
- [26] Y. Aritomo *et al.*, “Diffusion mechanism for synthesis of superheavy elements”, *Phys. Rev. C*, vol. 55, pp. 1011–1014, 1997.
- [27] Y. Aritomo *et al.*, “Fluctuation-dissipation model for synthesis of superheavy elements”, *Phys. Rev. C*, vol. 59, pp. 796–809, 1999.
- [28] W. Swiatecki *et al.*, “Fusion by diffusion”, *Acta Phys. Pol. B*, vol. 34, pp. 2049–2071, 2003.
- [29] W. Swiatecki *et al.*, “Fusion by diffusion. II. Synthesis of transfermium elements in cold fusion reactions”, *Phys. Rev. C*, vol. 71, p. 014602, 2005.
- [30] Y. Abe *et al.*, “Diffusion over a saddle with a Langevin equation”, *Phys. Rev. E*, vol. 61, no. 2, p. 1125, 2000.

- [31] Y. Abe, “Reaction dynamics of synthesis of superheavy elements”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 13, pp. 143–148, 2002.
- [32] C. Shen *et al.*, “Two-step model of fusion for the synthesis of superheavy elements”, *Phys. Rev. C*, vol. 66, p. 061602, 2002.
- [33] D. Boilley *et al.*, “Inverse Kramers formula and fusion dynamics of heavy ions”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 18, pp. 627–631, 2003.
- [34] K. Hagino *et al.*, “Adiabatic quantum tunneling in heavy-ion sub-barrier fusion”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, p. 2014, 1997.
- [35] K. Hagino *et al.*, “A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reaction”, *Comp. Phys. Comm.*, vol. 123, pp. 143–152, 1999.
- [36] V. Zagrebaev *et al.*, “Synthesis of superheavy nuclei : How accurately can we describe it and calculate the cross sections?”, *Phys. Rev. C*, vol. 65, p. 014607, 2001.
- [37] V. Zagrebaev, “Fusion-Fission Dynamics of Super-Heavy Element Formation and Decay”, in *Tours Symposium on Nuclear Physics V*, AIP Conference Proceedings, 2003.
- [38] Y. Abe *et al.*, “On Theoretical Problems in Synthesis of Superheavy Elements”, *Acta Physica Polonica B*, vol. 34, pp. 1927–1945, 2003.
- [39] Y. Abe *et al.*, “Fusion hindrance and synthesis of superheavy elements”, *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 69, pp. 1101–1109, 2006.
- [40] Y. Abe *et al.*, “Dynamics of massive systems and synthesis of superheavy elements”, *Int. Jour. Mod. Phys. E*, vol. 16, pp. 491–501, 2007.
- [41] P. Langevin, “Sur la théorie du mouvement Brownien”, *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol. 146, p. 530, 1908.
- [42] K. Siwek-Wilczyńska *et al.*, “Can we predict capture and fusion excitation functions?”, *Acta Phys. Pol. B*, vol. 33, pp. 451–456, 2002.
- [43] K. Siwek-Wilczyńska *et al.*, “Empirical nucleus-nucleus potential deduced from fusion excitation functions”, *Phys. Rev. C*, vol. 69, p. 024611, 2004.
- [44] N. Rowley *et al.*, “On the Distribution of barrier interpretation of heavy-ion fusion”, *Phys. Lett. B*, vol. 254, pp. 25–29, 1991.
- [45] M. Dasgupta *et al.*, “Measuring barriers to fusion”, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 48, pp. 401–461, 1998.
- [46] D. Gross *et al.*, “Friction Model of Heavy-Ion Collisions”, *Phys. Rep.*, vol. 45, no. 3, pp. 175–210, 1978.

- [47] Y. Abe, communication privée.
- [48] G. Kosenko *et al.*, “A Dynamical Approach to Heavy-Ion Fusion :  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ ”, *Jour. Nucl. Radiochem. Sci.*, vol. 3, pp. 19–22, 2002.
- [49] C. Tsang, “Nuclear collisions with friction”, *Phys. Scr. A*, vol. 10, pp. 90–93, 1974.
- [50] R. Bass, *Nuclear reaction with heavy-ions*. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [51] G. Kosenko, communication privée.
- [52] F. Hanappe *et al.*, “Cross section and angular distribution of products in Quasifission reactions induced by  $525\text{MeV } ^{34}\text{Kr}$  ions on a  $^{209}\text{Bi}$  target”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, p. 738, 1974.
- [53] J. Péter *et al.*, “Quasi-fission and other strongly damped collisions between  $^{63}\text{Cu}$  ions and  $^{197}\text{Au}$  nuclei”, *Nucl. Phys. A*, vol. 279, pp. 110–124, 1977.
- [54] M. Smoluchowski, “Über Brownsche Molekularbewegung unter Einwirkung äußerer Kräfte und deren Zusammenhang mit der verallgemeinerten Diffusionsgleichung”, *Ann. Der Phys. (Lpz.)*, vol. 48, pp. 1103–1112, 1915.
- [55] D. Boilley *et al.*, “Non-Markovian diffusion over a saddle with a generalized Langevin equation”, *J. Stat. Phys.*, vol. 125, pp. 477–493, 2006.
- [56] S. Chandrasekhar, “Stochastic Problems in Physics and Astronomy”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 15, no. 1, pp. 1–89, 1943.
- [57] J. Blocki *et al.*, “Nuclear Deformation Energies”, *Lawrence Berkeley Laboratory preprint LBL-12811 (unpublished)*, 1982.
- [58] T. Wada *et al.*, “One-body dissipation in agreement with pre-scission neutrons and fragment kinetic energies”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, p. 3538, 1993.
- [59] Y. Abe *et al.*, “On stochastic approaches of nuclear dynamics”, *Phys. Rep.*, vol. 275, pp. 49–196, 1996.
- [60] K. Davies *et al.*, “Effects of viscosity on the dynamics of fission”, *Phys. Rev. C*, vol. 13, pp. 2385–2403, 1976.
- [61] K. Sato *et al.*, “A numerical analysis of the heavy-ion reaction based on the linear response theory”, *Zeit. Phys. A*, vol. 290, pp. 149–156, 1979.
- [62] J. Blocki *et al.*, “One-body dissipation and the super-viscosity of nuclei”, *Ann. Phys.*, vol. 113, pp. 330–386, 1978.
- [63] C. Shen, communication privée.
- [64] C. Simenel *et al.*, “Quantum calculation of Coulomb reorientation and near-barrier fusion”, *Fusion06-Reaction Mechanisms and Nuclear Structure at the Coulomb Barrier*, pp. 303–308, 2006.

- [65] A. Marchix *et al.*, “KEWPIE2 : an improved version of KEWPIE”, en préparation.
- [66] B. Bouriquet *et al.*, “KEWPIE : A dynamical cascade code for decaying excited compound nuclei”, *Comp. Phys. Comm.*, vol. 159, pp. 1–18, 2004.
- [67] V. Weisskopf, “Statistics and Nuclear Reactions”, *Phys. Rev.*, vol. 52, pp. 295–303, 1937.
- [68] W. Hauser et H. Feshbach, “The Inelastic Scattering of Neutrons”, *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 366–373, 1952.
- [69] H. Delagrange *et al.*, “Dynamical Decay of Nuclei at High Temperature : Competition between Particle Emission and Fission Decay”, *Zeit. Phys. A*, vol. 323, pp. 437–449, 1986.
- [70] I. Dostrovsky *et al.*, “Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Applications to Low-Energy Reactions”, *Phys. Rev.*, vol. 116, p. 683, 1959.
- [71] A. A. McMahan *et al.*, “Barrier to complete fusion for  $^4\text{He}$  and  $^1\text{H}$  that for evaporation from  $^{194}\text{Hg}$ ”, *Phys. Rev. C*, vol. 21, p. 1261, 1980.
- [72] M. Melkanoff *et al.*, “Nuclear Optical Model Calculations”, *Meth. Comp. Phys.*, vol. 6, pp. 1–80, 1966.
- [73] M. Abramowitz et I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*. Dover publications, INC., New-York, 1972.
- [74] GSL-GNU Scientific Library, <http://www.gnu.org/software/gsl>.
- [75] F. Becchetti *et al.*, “Nucleon-Nucleus optical model parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50\text{MeV}$ ”, *Phys. Rev.*, vol. 182, pp. 1190–1209, 1969.
- [76] F. Perey, “Optical-Model analysis of proton elastic scattering in the range of 9 to  $22\text{MeV}$ ”, *Phys. Rev.*, vol. 131, pp. 745–763, 1963.
- [77] R. Varner *et al.*, “A global nucleon optical model potentiel”, *Phys. Rep.*, vol. 201, pp. 57–119, 1991.
- [78] M. Nolte *et al.*, “Global optical potential for  $\alpha$  particles with energies above  $80\text{MeV}$ ”, *Phys. Rev. C*, vol. 36, pp. 1312–1316, 1987.
- [79] E. Wigner, “The Transition State Method”, *Trans. Faraday Soc.*, vol. 34, pp. 29–41, 1938.
- [80] M. Dahlinger *et al.*, “Empirical saddle-point and ground-state masses as a probe of the droplet model”, *Nucl. Phys. A*, vol. 376, pp. 94–130, 1982.
- [81] W. Swiatecki, “Deformation energy of a charged drop. I. Qualitative features”, *Phys. Rev.*, vol. 101, pp. 651–654, 1956.

- [82] R. W. Hasse et W. D. Myers, *Geometrical relationship of Macroscopic Nuclear Physics*. Springer-Verlag, 1988.
- [83] W. Myers *et al.*, “Droplet-Model theory of the neutron skin”, *Nucl. Phys. A*, vol. 336, pp. 267–278, 1980.
- [84] S. Nilsson, “Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 16, pp. 1–68, 1955.
- [85] V. Strutinsky, “Shell effects in nuclear masses and deformation energies”, *Nucl. Phys. A*, vol. 95, pp. 420–442, 1967.
- [86] R. Smolańczuk *et al.*, “Spontaneous-fission half-lives of deformed superheavy nuclei”, *Phys. Rev. C*, vol. 52, pp. 1871–1879, 1995.
- [87] I. Muntian *et al.*, “Fission properties of superheavy nuclei”, *Acta Phys. Pol. B*, vol. 34, pp. 2141–2145, 2003.
- [88] H. Koura *et al.*, “Nuclidic mass formula on a spherical basis with an improved even-odd term”, *Prog. Theor. Phys.*, vol. 113, pp. 305–325, 2005.
- [89] H. Koura *et al.*, [http://wwwndc.tokai-sc.jaea.go.jp/nucldata/mass/KTUY04\\_E.html](http://wwwndc.tokai-sc.jaea.go.jp/nucldata/mass/KTUY04_E.html).
- [90] J. Péter, “Fission barriers of super-heavy nuclei produced in cold-fusion reactions”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 22, pp. 271–275, 2004.
- [91] H. Kramers, “Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions”, *Physica VII*, vol. 4, p. 284, 1940.
- [92] V. M. Strutinsky, “The Fission Width of Excited Nuclei”, *Phys. Lett. B*, vol. 47, pp. 121–123, 1973.
- [93] P. Grangé *et al.*, “Induced nuclear fission viewed as a diffusion process : Transients”, *Phys. Rev. C*, vol. 27, pp. 2063–2077, 1983.
- [94] B. Jurado *et al.*, “A critical analysis of the modelling of dissipation in fission”, *Nucl. Phys. A*, vol. 747, pp. 14–43, 2005.
- [95] R. G. Stokstad, *In Treatise on Heavy-Ion Science*. Plenum, New-York, 1985.
- [96] J. M. Blatt et V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley, New-York, 1952.
- [97] A. J. Cole, *Statistical Models for Nuclear Decay*. IoPP, London, 2000.
- [98] A. Bohr et B. Mottelson, *Nuclear Structure*. W. A. Benjamin, Inc, 1975.
- [99] M. Grossjean *et al.*, “Level density of a Fermi Gas with pairing interactions”, *Nucl. Phys. A*, vol. 444, pp. 113–132, 1985.
- [100] T. Ericson, “On the level density of deformed nuclei”, *Nucl. Phys.*, vol. 6, pp. 62–81, 1958.

- [101] S. Bjornholm *et al.*, “Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities”, *Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna*, 1974.
- [102] G. Hansen *et al.*, “Energy dependence of the rotational enhancement factor in the level density”, *Nucl. Phys. A*, vol. 406, pp. 236–256, 1983.
- [103] A. Junghans *et al.*, “Projectile-fragment yields as a probe for the collective enhancement in the nuclear level density”, *Nucl. Phys. A*, vol. 629, pp. 635–655, 1998.
- [104] D. Durand *et al.*, “La théorie statistique : perspectives et limites”, *Ecole Joliot-Curie*, 1993.
- [105] J. Töke *et al.*, “Surface-layer corrections to the level-density formula for a diffuse Fermi gas”, *Nucl. Phys. A*, vol. 372, pp. 141–150, 1981.
- [106] A. Ignatyuk *et al.*, “Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter”, *Yad. Fiz.*, vol. 21, pp. 485–490, 1975.
- [107] W. Reisdorf *et al.*, “Fusability and fissionability in  $^{86}\text{Kr}$ -induced reactions near and below the fusion barrier”, *Nucl. Phys. A*, vol. 444, pp. 154–188, 1985.
- [108] F. Pühlhofer, “On the interpretation of evaporation residue mass distribution in heavy-ion induced fusion reactions”, *Nucl. Phys. A*, vol. 280, pp. 267–284, 1977.
- [109] C. Morton *et al.*, “Coupled-channel analysis of the  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  fusion barrier distribution”, *Phys. Rev. C*, vol. 60, p. 044608, 1999.
- [110] R. Sagaidak *et al.*, “Evaporation residues production in the  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  and  $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$  reactions near the fusion barrier”, *Proceedings of VI International School-Seminar "Heavy Ion Physics"*, pp. 323–330, 1997.
- [111] T. Murakami *et al.*, “Fission probes of sub-barrier fusion cross section enhancements and spin distribution broadening”, *Phys. Rev. C*, vol. 34, pp. 1353–1365, 1986.
- [112] T. Sikkeland *et al.*, “Evaporation of 3 to 8 neutrons in reactions between  $^{12}\text{C}$  and various uranium nuclides”, *Phys. Rev.*, vol. 169, pp. 1000–1006, 1968.
- [113] R. Bock *et al.*, “Dynamics of the fusion process”, *Nucl. Phys. A*, vol. 388, pp. 334–380, 1982.
- [114] M. Itkis *et al.*, “Fusion-fission of superheavy nuclei at low excitation energies,” *International Workshop on fusion dynamics at the extremes*, pp. 93–109, 2000.
- [115] H. Gäggeler *et al.*, “Cold fusion reactions with  $^{48}\text{Ca}$ ”, *Nucl. Phys. A*, vol. 502, pp. 561–570, 1989.
- [116] A. Zubov *et al.*, “Survival probabilities of superheavy nuclei based on recent predictions of nuclear properties”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 23, pp. 249–256, 2005.

- [117] K. Siwek-Wilczyńska *et al.*, “Test of the fission-evaporation competition in the deexcitation of heavy nuclei”, *Phys. Rev. C*, vol. 72, p. 034605, 2005.
- [118] R. Vandenbosch et J. Huizenga, *Nuclear Fission*. Academic Press, New-York and London, 1973.
- [119] W. Reisdorf *et al.*, “How well do we understand the synthesis of heavy elements by heavy-ion induced fusion?”, *Zeit. Phys. A*, vol. 343, pp. 47–57, 1992.
- [120] W. Swiatecki, “Note on nuclear disintegration widths”, *Aust. J. Phys.*, vol. 36, pp. 641–648, 1983.
- [121] V. Zagrebaev, “Synthesis of superheavy nuclei : nucleon collectivization as a mechanism for compound nucleus formation”, *Phys. Rev. C*, vol. 64, p. 034606, 2002.
- [122] V. Zagrebaev *et al.*, “Fusion-Fission dynamics and perspectives of future experiments”, *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 66, pp. 1033–1041, 2003.
- [123] Y. Oganessian *et al.*, “Measurements of cross sections and decay properties of the isotopes of elements 112, 114 and 116 produced in the fusion reactions  $^{233,238}\text{U}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  and  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ ”, *Phys. Rev. C*, vol. 70, p. 064609, 2004.
- [124] Y. Oganessian, “Heaviest nuclei from  $^{48}\text{Ca}$ -induced reactions”, *Nucl. Part. Phys.*, vol. 34, pp. 165–242, 2007.
- [125] S. Hofmann *et al.*, “The reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112^*$  studied at the GSI-SHIP”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 32, pp. 251–260, 2007.
- [126] S. Hofmann, “New elements-approaching  $Z = 114$ ”, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 61, pp. 639–689, 1998.
- [127] S. Hofmann *et al.*, “The discovery of the heaviest elements”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 72, pp. 733–767, 2000.
- [128] K. Morita *et al.*, “Production and decay of the isotope  $^{271}\text{Ds}$  ( $Z = 110$ )”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 21, pp. 257–263, 2004.
- [129] K. Morita *et al.*, “Production and decay properties of  $^{272}111$  and its daughter nuclei”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 73, pp. 1738–1744, 2004.
- [130] K. Morita *et al.*, “Experiment on the synthesis of element 113 in the reaction  $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn}, n)^{278}113$ ”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 73, pp. 2593–2596, 2004.
- [131] K. Morita *et al.*, “Experiment on synthesis of an isotope  $^{277}112$  by  $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$  reaction”, *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 76, p. 043201, 2007.
- [132] D. Jacquet *et al.*, “Long-lived super-heavy elements evidenced through fission time measurements”, *Fusion06-Reaction Mechanisms and Nuclear Structure at the Coulomb Barrier*, pp. 239–244, 2006.

- [133] A. Drouart *et al.*, “Evidence of  $Z = 120$  compound nucleus formation from lifetime measurements in the  $^{238}\text{U} + \text{Ni}$  reaction at 6, 62 MeV/Nucleon”, *Proceedings of the Int. Symposium on exotic nuclei (Peterhof)*, pp. 192–197, 2004.
- [134] M. Morjean *et al.*, “Direct experimental evidence for very long fission times of super-heavy elements”, *Eur. Phys. J. D*, vol. 45, pp. 27–31, 2007.
- [135] J. Molitoris *et al.*, “Molecular-orbital study of late-fission times in deep-inelastic  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  collisions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, p. 537, 1993.
- [136] M. Morjean *et al.*, “Fission lifetime measured by the blocking technique as a function of excitation energy in the 24 A.MeV  $^{238}\text{U} + ^{28}\text{Si}$  reaction”, *Nucl. Phys. A*, vol. 630, pp. 200–207, 1998.
- [137] F. Goldenbaum *et al.*, “Fission time evolution with excitation energy from a crystal blocking experiment”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, p. 5012, 1999.
- [138] H. Wilschut *et al.*, “Developing an atomic clock for fission lifetime measurements”, *Nucl. Phys. A*, vol. 734, pp. 156–163, 2004.
- [139] D. Gemmell *et al.*, “Blocking effects in the emergence of charged particles from single crystals”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 14, p. 945, 1965.
- [140] B. Domeij *et al.*, “Anisotropic emission of  $\alpha$  particles from a monocrystalline source”, *Phys. Lett.*, vol. 14, pp. 127–128, 1965.
- [141] M. Morjean, communication privée.
- [142] D. Gemmell, “Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 46, pp. 129–227, 1974.
- [143] D. Hilscher *et al.*, “Dynamics of nuclear fission”, *Ann. Phys. Fr.*, vol. 17, pp. 471–552, 1992.
- [144] P. Fröbrich *et al.*, “Langevin description of Fusion, Deep-inelastic collisions and Heavy-ion-induced fission”, *Phys. Rep.*, vol. 292, pp. 131–237, 1998.
- [145] D. Wilgenbus, “Calcul dynamique de temps de fission,” Rapport de stage de magistère, GANIL et Université d’Orsay, 1998.
- [146] H. Hofmann *et al.*, “Fission dynamics simplified”, *Phys. Lett. B*, vol. 122, pp. 117–120, 1983.
- [147] J. Nix *et al.*, “Stationary Fokker-Planck equation applied to fission dynamics”, *Nucl. Phys. A*, vol. 424, p. 239, 1984.
- [148] D. Boilley *et al.*, “A new formula for the saddle-to-scission time”, *Eur. Phys. J. A*, vol. 33, pp. 47–52, 2007.



- [149] G. Klein, “Mean first-passage times of Brownian motion and related problems”, *Proc. R. Soc. London A*, vol. 211, pp. 431–443, 1952.
- [150] L. Pontryagin *et al.*, *Noise in Nonlinear dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989.
- [151] M. Suzuki, “Nonlinear critical slowing down in ergodic and in non-ergodic systems”, *Int. J. Magn.*, vol. 1, p. 123, 1971.
- [152] A. Malakhov, “Time scales of overdamped nonlinear Brownian motion in arbitrary potential profiles”, *Chaos*, vol. 7, pp. 488–504, 1997.
- [153] R. Fürth, “Einige Untersuchungen über Brownsche Bewegung an einem Einzelteilchen”, *Ann. Phys. (Lpz.)*, vol. 53, pp. 177–213, 1917.
- [154] S. Ayik *et al.*, “From one-body to collective transport models”, *Zeit. Phys. A*, vol. 337, p. 413, 1990.
- [155] D. Boilley *et al.*, “A Bohr-Mottelson model of nuclei at finite temperature”, *Zeit. Phys. A*, vol. 349, pp. 119–127, 1994.
- [156] V. Kolomietz *et al.*, “Memory effects on descent from the nuclear fission barrier”, *Phys. Rev. C*, vol. 64, p. 054302, 2001.
- [157] Y. Lallouet, communication privée.
- [158] K. Bhatt *et al.*, “Nuclear friction and lifetime of induced fission”, *Phys. Rev. C*, vol. 33, pp. 954–968, 1986.
- [159] F. Gimbert, “Etude du temps de fission des noyaux superlourds,” Rapport de stage de M1, GANIL et Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2007.
- [160] S. Yamaji *et al.*, “Self-consistent transport coefficients for average collective motion at moderate high temperatures”, *Nucl. Phys. A*, vol. 475, pp. 487–518, 1988.
- [161] H. Hofmann *et al.*, “Strength distribution of isoscalar vibrations around thermal equilibrium”, *Phys. Lett. B*, vol. 286, pp. 1–6, 1992.



## Résumé :

Cette thèse porte sur l'influence des énergies de correction de couches sur la désexcitation des noyaux superlourds. Pour cela, un nouveau code statistique, appelé Kewpie2, qui repose sur un algorithme original permettant d'avoir accès à de très faibles probabilités, a été développé. Les résultats obtenus avec Kewpie2 ont été confrontés aux données expérimentales sur les sections efficaces de résidus obtenus par fusion froide ( $Z=108$  à  $Z=113$ ) et par fusion chaude ( $Z=112$ ,  $Z=114$  et  $Z=116$ ), ainsi qu'aux données sur les temps de fission ( $Z=114$ ,  $Z=120$  et  $Z=126$ ). Des contraintes sur la structure microscopique des noyaux étudiés ont été obtenues par le biais des énergies de correction de couches.

En ajustant les paramètres intrinsèques des modèles de fusion utilisés afin de reproduire les données sur les sections efficaces de fusion, cette étude a mis en évidence la nécessité de diminuer très fortement les énergies de correction de couches prédites par les calculs de Møller et Nix, lors de l'étude des sections efficaces de résidus aussi bien pour des noyaux produits par fusion froide que par fusion chaude. Par contre, lors de la confrontation des résultats de Kewpie2 aux données sur les temps de fission moyen, il convient plutôt de les augmenter. Un déplacement de la fermeture de couche proton prédite à  $Z=114$  par les calculs de Møller et Nix vers des  $Z$  plus élevés permettrait d'expliquer ces conclusions opposées.

Dans cette thèse, nous avons aussi mis en évidence l'influence significative de la prise en compte d'états isomériques pour les noyaux superlourds, sur le temps de fission.

**Title:** Study of the influence of the shell correction energy on the nuclear reactions leading to the region of the superheavy nuclei.

## Abstract:

The aim of this PhD is to study the influence of shell correction energy on the desexcitation of superheavy nuclei. For that purpose, a new statistical code, called Kewpie2, which is based on an original algorithm allowing to have access to very weak probabilities, was developed. The results obtained with Kewpie2 were compared to the experimental data on residue cross sections obtained by cold fusion ( $Z=108$  to  $Z=113$ ) and by hot fusion ( $Z=112$ ,  $Z=114$  and  $Z=116$ ), as well as data on fission times ( $Z=114$ ,  $Z=120$  and  $Z=126$ ). Constraints on the microscopic structure of the studied nuclei were obtained by means of the shell correction energy.

By adjusting the intrinsic parameters of the models of fusion in order to reproduce the data on the fusion cross sections, this study shows the necessity of decreasing very strongly the shell correction energy predicted by the calculations of Møller and Nix, during the study of the residues cross sections as well for the nuclei produced by cold fusion as by hot fusion. On the other hand, during the confrontation of the results of Kewpie2 to the data on mean fission times, it is rather advisable to increase it. A shift of the proton shell closure predicted for  $Z=114$  by the calculations of Møller and Nix towards larger  $Z$  would allow to explain these opposite conclusions.

In this thesis, we also have shown the significant influence of the inclusion of isomeric states on fission times for the superheavy nuclei.

## Mots-clés :

Indexation rameau : Réactions nucléaires, physique statistique, fission nucléaire, modèles nucléaires, fission nucléaire/temps

Indexation libre : noyaux superlourds, évaporation de particules légères)

**Discipline** : Constituants élémentaires

GANIL, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 5, FRANCE